ORSAY
n° d'ordre : 2555

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

M. ERRADI Lahoussine

ETUDE DES EFFETS DE TEMPERATURE DANS LES RESEAUX CARACTERISTIQUES DES REACTEURS NUCLEAIRES DE LA FILIERE A EAU ORDINAIRE

Soutenue le 23 février 1982 devant la Commission d'examen

MM. A. HERPIN Président
J. HOROWITZ
M. JEAN
R. VIDAL
J. BOUCHARD
P. REUSS

ORSAY
n° d'ordre : 2555

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

T H E S E

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

M. ERRADI Lahoussine

ETUDE DES EFFETS DE TEMPERATURE DANS LES RESEAUX CARACTERISTIQUES DES REACTEURS NUCLEAIRES DE LA FILIERE A EAU ORDINAIRE

Soutenue le 23 février 1982 devant la Commission d'examen

MM. A. HERPIN Président
J. HOROWITZ
M. JEAN
R. VIDAL
J. BOUCHARD
P. REUSS

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur A. HERPIN Directeur de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires et le remercie de m'avoir fait l'honneur de présider cette commission d'examen.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur J. HOROWITZ Directeur de l'Institut de Recherche Fondamentale au CEA de l'interêt qu'il a bien voulu témoigner à l'égard de ce travail en acceptant de faire partie du jury.

Je remercie Monsieur le Professeur M. JEAN d'avoir bien voulu accepter d'être membre du jury.

Cette thèse a été préparée sous la direction de Monsieur R. VIDAL, Coordonnateur des études sur les réacteurs à eau au CEA ; je tiens à le remercier pour l'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce travail et pour la qualité de l'acceuil qu'il m'a toujours réservé.

Je remercie Monsieur J. BOUCHARD chef du Service d'Etudes Nucléaires et Monsieur M. DARROUZET Chef du laboratoire de physique des réacteurs à eau (Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE) pour leur acceuil et leur soutien qui m'ont permis de mener à bien ce travail. Mes remerciements vont également à Monsieur C. GOLINELLI assistant de Chef du Service d'Etudes Nucléaires qui tout au long de cette étude m'a fait part de ces remarques et m'a toujours réservé un acceuil chaleureux.

Je désire tout particulièrement témoigner ma reconnaissance à Monsieur A. SANTAMARINA qui grâce à sa grande expérience en physique des réacteurs, à l'aide continuelle et amicale qu'il m'a accordée, m'a permis de mener à bien cette étude. Je le prie de croire à ma gratitude la plus vive.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur P. REUSS Professeur à l'I.N.S.T.N. à qui je dois mon initiation à la physique du neutron, pour les remarques pleines d'intérêt qu'il a toujours bien voulu me faire. Je suis heureux de remercier également Monsieur H. TELLIER dont les suggestions et les critiques m'ont été très utiles.

Qu'il me soit permis, enfin, d'adresser mes plus vifs remerciements à tous les ingénieurs et techniciens qui m'ont aidé à des titres divers, pour mener à bien ce travail, avec une pensée toute particulière pour l'aide amicale de Monsieur B. NOUVEAU.

Je remercie le bureau de la documentation du Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache qui a réalisé l'édition de cet ouvrage.

RESUME : ETUDE DES EFFETS DE TEMPERATURE DANS LES RESEAUX CARACTERISTIQUES DES REACTEURS NUCLEAIRES MODERES A L'EAU ORDINAIRE.

Les expériences CREOLE réalisées dans le réacteur expérimental EOLE implanté au Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache (mesures continues du coefficient de température entre 20°C et 300°C pour des réseaux UO_2 et UO_2-PuO_2, mesures intégrales par équivalence avec l'effet du bore dans le modérateur et mesures des effets de densité d'eau par l'intermédiaire de surgaines en aluminium) nous ont permis d'obtenir une information expérimentale complète et très intéressante sur les effets de température dans les réseaux des réacteurs à eau ordinaire.

Pour interpréter ces expériences avec précision, un schéma de calcul très élaboré, utilisant la théorie du transport et la bibliothèque des sections efficaces du code APOLLO a été mis au point.

Les résultats d'interprétation de l'ensemble des expériences, montrent que l'écart expérience-calcul dépend fortement du domaine de température et du type de réseau considéré. On montre par ailleurs que l'erreur est en grande partie liée aux effets de spectre thermique.

Une étude de sensibilité du coefficient de température aux différents paramètres neutroniques de la cellule a montré que seules les formes des sections efficaces thermiques de ^{235}U et ^{238}U ont un poids et des marges d'incertitude suffisants pour pouvoir être à l'origine de l'écart expérience-calcul mis en évidence par l'interprétation des expériences.

Au lieu d'ajuster arbitrairement les données incriminées de façon à corriger l'erreur sur le coefficient de température, nous avons défini une procédure de modifications physiques des sections efficaces fondée sur la prise en compte des données nucléaires de base : paramètres de résonance et lois statistiques associées. La mise en oeuvre de cette procédure nous conduit à proposer des nouveaux jeux de sections efficaces thermiques pour ^{235}U et ^{238}U, compatibles avec les marges d'incertitude associées aux jeux actuels et avec certaines données expérimentales.

SUMMARY : TEMPERATURE EFFECTS STUDIES IN LIGHT WATER REACTOR LATTICES

The CREOLE experiments performed in the EOLE critical facility located in the Nuclear Center of CADARACHE - CEA (UO_2 and UO_2-PuO_2 lattice reactivity temperature coefficient continuous measurements between 20°C and 300°C, integral measurements by boron equivalent effect in the moderator and water density effects measurements with the use of over cladding aluminium tubes to remove moderator) have allowed us to get an interesting and complete information on the temperature effects in the light water reactor lattices.

To analyse these experiments with accuracy one very elaborated calculation scheme using the transport theory and the APOLLO cross sections library, has been developed. The analysed results of the whole lot of experiments show that the discrepancy between theory and experiment strongly depends on the temperature range and on the type of lattices considered. We show moreover that the error is mainly linked with the thermal spectrum effects.

A study on the reactivity temperature coefficient sensitivity to the different cell neutronic parameters has shown that only the shapes of the ^{235}U and ^{238}U thermal cross sections have enough weight and uncertainty margins to explain the observed experimental/calculation bias.

Instead of arbitrarily fitting the identified wrong data to correct the error on the calculation of the reactivity temperature coefficient we have defined a procedure of physics related modification of the cross sections based on the consideration of the basic nuclear data : resonance parameters and associated statistic laws.

The implementation of this procedure has led us to propose new thermal cross sections sets for ^{235}U and ^{238}U consistent with the uncertainty margins associated with the previously accepted values and with some experimental data.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0006

SOMMAIRE

PAGES

INTRODUCTION 1

PREMIERE PARTIE : ÉTUDE THÉORIQUE DES EFFETS DE TEMPÉRATURE DANS LES RÉSEAUX DES RÉACTEURS À EAU ORDINAIRE. 3

I. INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES PHÉNOMÈNES DE MIGRATION DES NEUTRONS 5

I.1. Thermalisation des neutrons 5
I.2. Effet Doppler et calcul des sections efficaces 9
I.3. Effets de densité du modérateur 18

II. RAPPELS SUR LE CODE APOLLO 21

II.1. Bibliothèque des sections efficaces 21
II.2. Traitement des résonances 23
II.3. Méthode de résolution de l'équation du transport 25
II.4. Calcul du mode fondamental 27

III. ANALYSE THÉORIQUE DES PRINCIPAUX EFFETS CONTRIBUANT AU COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE DANS LES RÉSEAUX À EAU ORDINAIRE. 28

III.1. Méthode de décomposition du bilan neutronique 28
III.2. Décomposition et analyse des effets de température sur le facteur de multiplication infini. 30
III.3. Analyse de la contribution des effets de fuites au coefficient de température 43

DEUXIEME PARTIE : DESCRIPTION, RÉALISATION ET INTERPRÉTATION DE L'EXPÉRIENCE CRÉOLE. 48

IV. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE CRÉOLE - MÉTHODES EXPÉRIMENTALES ET MESURES RÉALISÉES. 50

IV.1. Description sommaire de l'expérience CREOLE. 50
IV.2. Méthodes expérimentales et mesures réalisées. 55

V. DÉVELOPPEMENT D'UN SCHÉMA DE CALCUL POUR L'INTERPRÉTATION DE L'EXPÉRIENCE CRÉOLE. 58

V.1. Calcul des constantes neutroniques 58
V.2. Optimisation du calcul de coeur 59

V.2.1. Condensation en énergie 60
V.2.2. Discrétisation spatiale 63
V.2.3. Discrétisation angulaire 65
V.2.4. Représentation des réflecteurs 65

V.3. Prise en compte des effets axiaux spécifiques à CREOLE 66
V.4. Elaboration d'un modèle radial de calcul du coeur 68
V.5. Méthode de décomposition du bilan neutronique des calculs du coeur 70
V.6. Qualification du schéma de calcul du coeur 74
V.7. Conclusion. 83

VI. DÉPOUILLEMENT ET INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES RÉALISÉES DANS CRÉOLE 85

VI.1. Interprétation des mesures différentielles des effets en réactivité 85
VI.2. Interprétation des mesures des effets intégraux 103
VI.3. Analyse des incertitudes sur la comparaison expérience-calcul 108
VI.4. Transposition des résultats obtenus sur le coeur à la cellule 115
VI.5. Conclusion. 126

TROISIEME PARTIE : ETUDE DE SENSIBILITÉ DU COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE AUX DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA CELLULE ET RECHERCHE DE MODIFICATIONS PHYSIQUES SUR LES DONNÉES NUCLÉAIRES. 128

VII. BASE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉTUDE DE RECHERCHE DE MODIFICATIONS SUR LES DONNÉES NUCLÉAIRES DE BASE. 130

VII.1. Mesures de coefficient de température 130
VII.2. Prise en compte des autres paramètres intégraux. 136

VIII. ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DU COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE AUX PARAMETRES DU RÉSEAU ET AUX APPROXIMATIONS DE CALCUL. 140

VIII.1. Choix des paramètres de l'étude de sensibilité 140
VIII.2. Sensibilité du coefficient de température aux données nucléaires 142
VIII.3. Influence des effets de dilatation thermique sur le coefficient de température. 149

VIII.4. Sensibilité du coefficient de température au choix du modèle de thermalisation 151
VIII.5. Sensibilité du coefficient de température aux approximations effectuées dans le calcul de l'effet Doppler. 152
VIII.6. Conclusion. 155

IX. RECHERCHE DE MODIFICATIONS PHYSIQUES SUR LES SECTIONS EFFICACES 157

IX.1. Considérations générales sur les paramètres sélectionnés 157
IX.2. Modification des formes des sections efficaces thermiques de ^{235}U et ^{238}U. 163
IX.3. Validation des modifications proposées 176
IX.4. Conclusion 183

CONCLUSION GÉNÉRALE. 185

RÉFÉRENCES 189
ANNEXES. 196

INTRODUCTION

Le coefficient de température est un paramètre important pour les études de projets, le contrôle et la sûreté des réacteurs à eau ordinaire. La détermination de ce paramètre par le calcul est un problème délicat, du fait qu'il résulte de la somme des contributions négatives et positives des différents phénomènes physiques liés à la variation de la température du combustible et du modérateur.

C'est ainsi qu'un désaccord important entre le calcul et l'expérience a été mis en évidence depuis plusieurs années lors de l'interprétation des expériences réalisées dans de nombreux pays et lors du démarrage et du suivi des réacteurs de puissance en fonctionnement. Les données nucléaires de base ont toujours été désignées comme responsables de ce désaccord ; plusieurs modifications de ces données ont donc été proposées par différents auteurs dans le but de remédier à ce désaccord. Cependant, aucune de ces modifications n'a été satisfaisante, du fait de l'insuffisance des informations expérimentales disponibles et du caractère souvent arbitraire de ces modifications.

C'est pour répondre à ce besoin d'informations expérimentales qu'a été lancé à Cadarache le programme des expériences CREOLE ; en effet des mesures continues des effets de température entre 20°C et 300°C dans des réseaux UO_2 avec et sans bore et dans des réseaux mixtes UO_2 - PUO_2 ont été réalisées dans le cadre de ce programme, ainsi que des mesures d'effets de densité d'eau simulés par l'utilisation de surgaines en aluminium.

Le présent travail sur l'étude des effets de température dans les réacteurs à eau ordinaire, s'articule en trois principales parties ;

- Etude théorique des phénomènes physiques liés à la variation de la température dans un réacteur modéré à l'eau ordinaire.

On étudie dans cette partie les aspects théoriques des phénomènes physiques qui sont à l'origine du coefficient de température dans les réseaux modérés à l'eau ordinaire ; nous présentons ensuite une décomposition du coefficient de température dans le cas d'un réseau du type PWR afin de préciser les ordres de grandeur des contributions des différents phénomènes physiques au coefficient de température.

- Présentation des expériences CREOLE, mise au point d'un schéma de calcul, dépouillement et interprétation des mesures réalisées.

Dans cette partie, nous présentons les résultats des mesures effectuées dans l'expérience CREOLE, ainsi que les études effectuées pour élaborer un schéma de calcul des réacteurs expérimentaux couplés ; la mise en oeuvre de ce schéma de calcul a permis d'interpréter l'ensemble des expériences avec une grande précision. L'analyse des résultats obtenus est également présentée dans cette partie.

- Etude de sensibilité du coefficient de température aux données nucléaires de base et recherche de modifications physiques sur ces données en vue de corriger l'erreur sur le coefficient de température.

On présente dans cette dernière partie la recherche des paramètres synthétiques de la cellule qui conditionnent la valeur du coefficient de température et l'étude de sensibilité du coefficient de température à ces différents paramètres. Cette étude a permis de montrer que seules les formes des sections efficaces de ^{238}U et de ^{235}U dans le domaine thermique ont des marges d'incertitude et un poids suffisants pour pouvoir expliquer l'écart expérience-calul. Au lieu d'ajuster arbitrairement les sections efficaces incriminées, nous avons défini une procédure de modifications physiques de ces sections, fondée sur la prise en compte des données nucléaires de base (paramètres de résonnace) et des lois statistiques associées. Tout en restant dans les limites des marges d'incertitude expérimentales, les modifications de sections efficaces ainsi obtenues permettent de réduire l'écart expérience-calcul dans tous les cas, lors de la réinterprétation de l'ensemble des expériences de coefficient de température que nous possédons. Par ailleurs, nous avons vérifié que les modifications que nous proposons vont dans le sens d'une amélioration du calcul du facteur de multiplication à froid et du taux de formation du ^{239}Pu au cours d'évolution.

PREMIERE PARTIE

ETUDE THEORIQUE DES EFFETS DE TEMPERATURE DANS LES RESEAUX DE REACTEURS MODERES A L'EAU ORDINAIRE

La température a une grande influence sur les phénomènes physiques mettant en jeu les différents modes d'interaction des neutrons avec les noyaux cibles du combustible et du modérateur dans les réseaux de réacteurs modérés à l'eau ordinaire. Les principales origines des effets de température sur ces phénomènes sont : l'agitation thermiques des noyaux cibles, le déplacement du spectre des neutrons thermiques vers les hautes énergies quand la température du modérateur augmente et les variations de la densité du modérateur.

L'agition thermique des noyaux cibles qui croît avec la température affecte les sections de transfert du modérateur dans le domaine thermique (matrice de thermalisation) et elle est responsable de l'élargissement des résonnances par effet Doppler.

Le déplacement du spectre des neutrons thermiques vers les hautes énergies, sous l'effet de l'augmentation de la température du modérateur, affecte le bilan neutronique, puisque cela entraine une diminution de l'absorption dans le domaine thermique, du fait que les sections efficaces d'absorption de la plupart des noyaux suivent à peu près la loi en $\frac{1}{v}$ dans le domaine thermique.

Enfin les variations de la densité du modérateur ont une grande influence sur les effets de fuites et sur le facteur de multiplication infini (en particulier, par l'intermédiaire du facteur d'utilisation thermique et du facteur antitrappe).

CHAPITRE I

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES PHÉNOMÈNES DE MIGRATION DES NEUTRONS

1. THERMALISATION DES NEUTRONS

Dans le domaine des énergies inférieures à quelques eV, deux phénomènes physiques se conjuguent pour faire varier avec l'énergie les sections de transfert du modérateur : D'une part, l'agitation thermique des noyaux du modérateur sous l'effet de la température, fait que les neutrons intéragissent avec des cibles mobiles ; d'autre part l'énergie cinétique des neutrons étant du même ordre de grandeur que les énergies correspondant aux fréquences de vibrations des noyaux autour de leur positions d'équilibre dans les molécules ou les cristaux, ces noyaux ne peuvent donc plus être considérés comme libres :

1) Cibles mobiles ; énergie cinétique des neutrons ≈ énergie cinétique des cibles
2) Cibles liées (édifices moléculaires ou cristallines) - Liaisons chimiques.

L'action conjuguée de ces deux phénomènes fait que les sections de transfert ne peuvent être exprimées sous une forme analytique simple. Toutefois, moyennant certaines hypothèses (principalement l'hypothèse de l'incohérence), on obtient un formalisme qui permet d'effectuer le calcul numérique de ces sections à partir d'une donnée physique de base : le spectre des fréquences propres de vibration du noyau, compte tenu de toutes les liaisons (chimiques ou cristallines) auxquelles il est soumis.

En première approximation, les noyaux des matériaux présents dans un réacteur nucléaire en dehors du modérateur peuvent être considérés comme libres de toutes liaisons chimiques ou cristallines. On peut donc considérer que le spectre en énergie de ces noyaux est le spectre de Maxwell, d'où la possibilité d'obtenir des expressions analytiques précises pour les sections de transfert de ces noyaux dans le domaine thermique. Ce modèle n'est toutefois valable que pour les noyaux lourds dont les sections de transfert n'affectent qu'assez peu le spectre.

Dans le cas des noyaux légers (modérateurs usuels), le calcul des sections de transfert dans le domaine thermique nécessite la prise en compte des liaisons chimiques et cristallines. Le calcul de ces sections de transfert devient alors très complexe et fait appel à la mécanique quantique. Plusieurs modèles faisant appel à différents types d'approximations sont proposés pour calculer ces sections, et un modèle est d'autant plus précis qu'il permet de calculer correctement la dépendance du spectre des neutrons avec la température du thermaliseur.

1.1. Formalisme de calcul des sections de transfert thermiques dans un milieu modérateur

1.1.1. Modèle du gaz libre

Le modèle du gaz libre, assimilant le milieu modérateur à un gaz de noyaux en équilibre à la température T, est sans doute le moyen le plus simple de décrire la thermalisation des neutrons avec une assez bonne précision. Cependant, ce modèle ne présente plus aujourd'hui qu'un intérêt historique ; nous allons donc nous contenter de rappeler l'expression de la section de diffusion différentielle des neutrons obtenue à l'aide de ce modèle pour un gaz de protons (A = 1) :

$$\sigma_s\ (E_o \to E) = \frac{\sigma^H}{E_o} \begin{cases} \text{erf}\ \sqrt{\frac{E}{kT}} & \text{pour } E_o > E \\ \exp\left[\frac{(E_o - E)}{KT}\right] \ .\ \text{erf}\ \sqrt{\frac{E_o}{kT}} \end{cases}$$

σ^H est la section de diffusion du noyau de l'hydrogène libre.

1.1.2. Cas général

Quand les neutrons diffusent dans un milieu contenant des noyaux liés (molécules ou réseau cristallin), Van Hove [1] a montré que la section différentielle de diffusion d'un noyau lié du milieu, peut être décomposée en une somme de deux sections de diffusion (une section cohérente et une section incohérente) :

$$\Sigma_s\ (E_o \to E, \vec{\Omega}_o \to \vec{\Omega}) = \Sigma_s^{coh.}\ (E_o \to E, \vec{\Omega}_o \to \vec{\Omega}) + \Sigma_s^{incoh.}\ (E_o \to E, \vec{\Omega}_o \to \vec{\Omega})$$

et il définit ensuite les fonctions dites "loi de diffusion" : $S_s\ (\alpha, \beta)$ "self" associée à la diffusion incohérente et $S_d\ (\alpha, \beta)$ "distinct" associée à la diffusion cohérente, telles que :

$$\sigma\ (E_o \to E, \cos\theta) = \frac{\sigma_b}{2KT}\sqrt{\frac{E_o}{E}} \ .\ e^{-\frac{\beta}{2}} \ .\ S\ (\alpha,\beta) = \frac{1}{2KT} \ .\sqrt{\frac{E}{E_o}} \ .\ e^{-\frac{\beta}{2}}$$

$$\left[\sigma_b\ S_s\ (\alpha,\beta) + \sigma_c\ S_d\ (\alpha,\beta)\right]$$

α est le carré du module de la quantité de mouvement du neutron dans l'interaction, divisé par la masse du noyau cible : $\alpha = m\ (E_o + E - 2\sqrt{EE_o} \ .\ \cos\theta)/MKT$

β exprime le transfert d'énergie : $\beta = \frac{E - E_o}{KT}$

θ est l'angle de diffusion

K est la constante de Boltzmann.

σ_c est la section potentielle cohérente du noyau lié.

σ_b est la section potentielle incohérente du noyau lié.

On a : $\sigma_i = \sigma_i^{\infty} (1 + \frac{1}{A})^2 \quad (A = \frac{M}{m})$

m et M sont respectivement les masses du neutron et du noyau cible.

σ^{∞} est la section potentielle du noyau libre.

T est la température absolue du milieu.

Le calcul de la fonction S (α,β) qui est reliée d'une manière très complexe à la température du milieu, nécessite plusieurs hypothèses simplificatrices. Ces approximations qui peuvent apparaître grossières aux yeux d'un physicien du solide constituent de très bonnes approximations pour un physicien des réacteurs. Parmi ces approximations la plus commune est l'hypothèse de l'incohérence qui consiste à négliger les phénomènes d'interférences entre les ondes réfléchies par des noyaux voisins (pas de diffraction). On remplace ainsi la fonction S (α,β) par la partie incohérente S_s (α,β). Cette hypothèse est toutefois vérifiée pour un modérateur liquide, en particulier pour l'eau ; en effet la diffusion par l'hydrogène est essentiellement incohérente ($\sigma_H^{incoh.}$ = 80 barns, $\sigma_H^{coh.}$ = 1.8 barns). D'autre part la plupart des modèles qui ont été développés pour le calcul de S_s (α,β) utilisent l'approximation gaussienne. Ainsi après avoir exprimé S_s (α,β) en fonction de I (α,t) : fonction intermédiaire de diffusion, dépendant du temps par la relation :

$$S_s(\alpha,\beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I(\alpha,\beta)\, e^{i\beta t} \, . \, dt$$

L'approximation gaussienne consiste à écrire la fonction I (α,t) sous la forme :

$$I(\alpha,t) = \exp(-\alpha W(t))$$

W (t) est une fonction analytique; réelle et paire de t, appelée fonction de largeur ; elle est reliée au spectre de fréquences des phonons ρ (ω) qui caractérise le mouvement des noyaux de thermaliseur, dû à l'agitation thermique par la relation suivante :

$$W(t) = \int_0^{\infty} \rho(\beta) \, . \, \frac{\cosh(\beta/2) - \cos \beta t}{\beta \, . \, \sinh(\beta/2)} \, d\beta$$

avec : $\beta = \frac{\hbar\omega}{KT}$

On choisit généralement la normalisation suivante pour $\rho(\omega)$:

$$\int_0^\infty \rho(\omega)\, d\omega = 1$$

Le spectre de fréquences est finalement la caractéristique fondamentale d'un thermalisateur qu'il faut connaître en préalable à toute étude sur la thermalisation. Le choix de la fonction $\rho(\omega)$, s'appuie sur des considérations physiques liées à la nature du mouvement du noyau dans la molécule ou dans le cristal (translation, rotation, vibration, ...).

1.2. Modèles de diffusion dans l'eau ordinaire :

Le modèle de Nelkin [2] fut l'un des premiers modèles qui ont été développés pour calculer les sections de transfert thermiques de l'eau. Ce modèle permet de décrire la diffusion des neutrons par les noyaux de l'hydrogène liés dans la molécule d'eau. L'hypothèse de l'incohérence pour la diffusion de l'hydrogène et l'approximation gaussienne sont toutes les deux utilisées dans ce modèle. Le spectre de fréquences est représenté par un ensemble de quatre distributions de Dirac (δ), pondérées par quatre poids différents. Cet ensemble permet de prendre en compte approximativement les différentes formes de mouvement du noyau d'hydrogène dans la molécule d'eau.

$$f(\omega) = \sum_{i=1}^{4} W_i \; \delta(\omega - \omega_i)$$

La position et le poids de chacune de ces quatre fonctions sont donnés ci-dessous :

	E (ev)	W_i
A	0.0	1/18
B	0.06	1/2.32
C	0.205	1/5.84
D	0.481	1/2.92

Ces quatre termes représentent respectivement le mouvement de translation des atomes d'hydrogène dans la molécule d'eau (A), le mouvement de rotation (B) et les vibrations internes de la molécule d'eau (C et D). Connaissant le spectre de fréquences $\rho(\omega)$, il est alors possible de reconstituer totalement la "loi de diffusion" $S_s(\alpha,\beta)$.

Egelstaff est Schofid [3] ont proposé en 1961 un autre modèle pour décrire la diffusion des neutrons par les noyaux d'hydrogène dans la molécule d'eau. Ce modèle connu sous le nom du modèle de la largeur effective est basé sur l'utilisation d'un spectre de fréquences qui prend en compte uniquement le mouvement diffusif de la molécule d'eau :

$$\rho(\beta) = \frac{2 \sinh(\beta/2) \cdot \sqrt{(q^2+4)}}{\pi q^2} \cdot K_1\left(\beta \cdot \frac{\sqrt{q^2+4}}{2q}\right)$$

K_1 est la fonction de Bessel modifiée.

Le paramètre unique q intervenant dans cette expression appelé "largeur effective" est ensuite ajusté de façon à ce que le modèle conduise à la valeur de la longueur de diffusion mesurée dans un spectre de Maxwell, à la température du thermaliseur considérée. Notons enfin que ce modèle tend vers celui du gaz libre quand le paramètre q tend vers zéro.

En 1967, Haywood [4] a proposé un nouveau modèle issu de celui de Nelkin, en introduisant pour les basses fréquences un spectre continu déduit des expériences anglaises réalisées par Haywood et Thomson [5].

Ces trois modèles sont les plus couramment utilisés pour calculer les sections de transfert thermiques, des noyaux d'hydrogène liés aux noyaux d'oxygène dans les molécules d'eau.

Rappelons enfin que ces différents modèles ne sont utilisés que pour traiter la diffusion des neutrons par les noyaux d'hydrogène ; l'oxygène est en effet traité comme un gaz parfait d'atomes ayant une masse de 16 u.m.a, par le modèle du gaz libre et son effet est ensuite ajouté à celui de l'hydrogène pour obtenir l'effet global de la molécule d'eau.

2. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES - EFFET DOPPLER

Les formalismes utilisés pour calculer les sections efficaces de l'interaction : neutron-noyau, sont développés en faisant appel aux principes de la mécanique quantique. Ainsi, le modèle du noyau composé est généralement adopté pour décrire l'interaction du neutron avec un noyau cible, dans le domaine des basses énergies : domaine des résonnances résolues. Nous allons nous contenter ici de rappeler les principaux résultats de certains formalismes de calcul des sections efficaces.

2.1. Formalismes de calcul des sections efficaces

2.1.1. Formalismes simple niveau

Nous allons considérer uniquement le formalisme de Breit et Wigner qui permet de calculer les sections efficaces dans le domaine des résonances résolues et qui convient plus particulièrement pour les cas où les résonances sont suffisamment espacées pour pouvoir négliger les termes d'interférence entre les résonances voisines.

Les formules adoptées sont celles données par Gregson et al. [6] et dans lesquelles les termes d'interférences entre les résonances sont omis.

Ces formules écrites dans le système de laboratoire sans l'élargissement Doppler donnent pour un isotope donné :

a) Section de diffusion élastique

$$\sigma_{n,n}(E) = \sum_{l=0}^{NL-1} \sigma^{l}_{n,n}(E),$$

avec :

$$\sigma^{l}_{n,n}(E) = (2l+1)\frac{4\pi}{k^2}\sin^2\phi_l + \frac{\pi}{k^2}\sum_J g_J \sum_{r=1}^{NR_J} \frac{\Gamma^2_{nr}\cdot\cos 2\phi_l - 2\Gamma_{nr}(\Gamma_{\gamma r}+\Gamma_{fr})\sin^2\phi_l + 2(E-E'_r)\Gamma_{nr}\sin 2\phi_l}{(E-E'_r)^2 + \Gamma^2_r/4}$$

b) Section de capture radiative :

$$\sigma_{n,\gamma}(E) = \sum_{l=0}^{NL-1} \sigma^{l}_{n,\gamma}(E),$$

avec :

$$\sigma^{l}_{n,\gamma}(E) = \frac{\pi}{k^2}\sum_J g_J \cdot \sum_{r=1}^{NR_J} \frac{\Gamma_{nr}\,\Gamma_{\gamma r}}{(E-E'_r)^2 + 1/4\,\Gamma^2_r}$$

c) Section de fission

$$\sigma_{n,f}(E) = \sum_{l=0}^{NL-1} \sigma^{l}_{n,f}(E),$$

avec :

$$\sigma^{l}_{n,f}(E) = \frac{\pi}{k^2}\sum_J g_J \sum_{r=1}^{NR_J} \frac{\Gamma_{nr}\Gamma_{fr}}{(E-E'_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2_r}$$

Dans ces formules :

$g_J = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ est le facteur statistique.

I et J sont respectivement les spins du noyau cible et du noyau composé.

Γ_{nr}, $\Gamma_{\gamma r}$, Γ_{fr} et Γ_r sont respectivement les largeurs neutronique, radiative, de fission et totale pour la résonance r.

$$E_r' = E_r + \frac{S_l(|E_r|) - S_l(E)}{2P_l(|E_r|)} \Gamma_{nr}(|E_r|)$$

avec : $\Gamma_{nr} = P_l(E) \cdot \Gamma_{nr}(|Er|) / P_l(|E_r|)$

E et E_r sont respectivement l'énergie du neutron incident et l'énergie de la résonance.

$$k = 2.196771 \frac{A}{A+1} \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E}$$

k est le nombre d'onde du neutron incident et A est le rapport de la masse atomique de l'isotope considéré à celle du neutron.

S_l est le facteur de déplacement "shift factor".

$$S_0 = 0$$

$$S_1 = -\frac{1}{1+\rho^2}$$

$$S_2 = -\frac{18 + 3\rho^2}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$$

P_l est le facteur de pénétration,

$$P_0 = \rho$$

$$P_1 = \frac{\rho^3}{1+\rho^2}$$

$$P_2 = \frac{\rho^5}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$$

Où : $\rho = ka$, a étant le rayon de diffusion du noyau cible.

$$a = [1{,}23 \cdot A^{1/3} + 0.8] \text{ en } 10^{-13} \text{ cm}$$

et enfin ϕ_l est le déphasage dans l'onde l

$\phi_0 = \rho$

$\phi_1 = \rho - \tan^{-1} \rho$

$\phi_2 = \rho - \tan^{-1} \frac{3\rho}{3 - \rho^2}$

avec : $\rho = k\hat{a}$, $\hat{a}$ étant le rayon effectif de diffusion.

La sommation sur l s'étend sur tout les états (l) décrits ; il y a NL états au total.

La sommation sur J s'étend sur toutes les valeurs possibles de J pour un état l donné. NR_J est le nombre de résonances pour un couple de valeurs de l et de J donné.

2.1.2. Formalismes multiniveaux

Des formalismes multiniveaux ont été développés dans le but de prendre en compte les interférences entre les résonances qui se produisent entre les résonances de même spin lorsque le processus de désexitation considéré comporte un faible nombre de voies de sortie (diffusion élastique, transitoires individuelles de capture radiative, fission). Nous allons considérer le formalisame de Breit et Wigner : MLBW et le formalisme de Reich-Moore.

a) Formule de Breit et Wigner multiniveau :

Le formalisme de Breit et Wigner multiniveau a été introduit pour la première fois par Bethe et Placzek [8] pour remédier au fait que le formalisme simple niveau conduit parfois pour certaines énergies à des valeurs négatives pour la section de diffusion et la section totale. Ce formalisme multiniveau permet en effet de prendre en compte approximativement les effets d'interférence entre les résonances dans le cas de la diffusion. Les formules sont exactement les mêmes que dans le formalisme simple niveau à l'exception du terme d'interférence qu'il faut ajouter dans l'expression de la section de diffusion élastique et de la section totale :

$$\frac{\pi}{k^2} \cdot \sum_J g_J \sum_{r=2}^{NR_J} \sum_{s=1}^{r-1} \frac{2\Gamma_{nr}\,\Gamma_{ns}\,[(E - E'_r)(E - E'_s) + 1/4 \cdot \Gamma_r\,\Gamma_s]}{[(E - E'_r)^2 + 1/4 \cdot \Gamma_r^2] \cdot [(E - E'_s)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_s^2]}$$

b) Formalisme de Reich-Moore

Le formalisme de Reich et Moore [7], basé sur la théorie de la matrice de diffusion S et de la matrice nucléaire R, constitue une meilleure approximation que le formalisme multiniveau de Breit et Wigner ; en effet, la seule approximation faite dans ce formalisme (en dehors des hypothèses de la théorie de la matrice R), consiste à négliger les interférences entre voies de capture car celles-ci très nombreuses et de signe aléatoire ont une contribution moyenne à peu près nulle (hypothèse statistique). Ce formalisme a été essentiellement appliqué au phénomènes d'interférences dus au faible nombre de voies de sortie dans la réaction de fission. Nous allons nous limiter ici à rappeler les principaux résultats, pour plus de détails le lecteur peut se reporter à la référence [7].

Dans le cadre du formalisme de la matrice nucléaire R et de la matrice de diffusion S, la section efficace des neutrons pour une voie de sortie C est donnée par :

$$\sigma_{n,c} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{n} \sum_{J} g_J \left| \delta_{nc} - U^J_{nc} \right|^2$$

où $\lambda\!\!\!^{-}_{n}$ est calculé dans le système de centre de masse, avec :

$$\frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}_{n}} = k_n = 2.19677 \cdot \frac{A}{A+1} \cdot 10^{-3} \sqrt{E\ (eV)}$$

On peut écrire en termes de l'approximation de Reich-Moore :

$$U^J_{nc} = e^{-i(\phi_n + \phi_c)} \cdot \left\{ 2\,[(I - K)^{-1}]_{nc} - \delta_{nc} \right\}$$

$$\text{Avec : } (I - K)_{cc'} = \delta_{cc'} - \frac{i}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma^{1/2}_{\lambda c}\ \Gamma^{1/2}_{\lambda c'}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda\gamma}}$$

La sommation dans l'équation précédente s'étend sur les différents niveaux de résonance λ ; E_λ est l'énergie de résonance ; $\Gamma_{\lambda\gamma}$ et la largeur radiative correspondante et enfin $\Gamma_{\lambda c}$ et $\Gamma_{\lambda c'}$ sont les largeurs associées au λème niveau et aux voies de sortie c et c' respectivement.

Si on définit :

$$\rho_{nc} = \delta_{nc} - [(I - K)^{-1}]_{nc} = \delta_{nc} - \frac{m_{nc}}{\Delta}$$

où : $\Delta = |I - K|$ est le déterminant de la matrice I - K, et m_{nc} est le cofacteur de l'élément $(I - K)_{nc}$ de la matrice I - K. On obtient les expressions suivantes :

- Pour la section efficace totale :

$$\sigma_{nT} = \sum_J \sigma_{nT}^J = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n \sum_J g_J \, Re\,(1 - U_{mn}^J)$$

$$= 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n \sum_J \left\{ g_J\,(1 - \cos 2\phi_n) + 2\, g_J\, Re\,(e^{-2i\phi_n} \cdot \rho_{nn}) \right\}$$

- Pour la diffusion :

$$\sigma_{nn} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_n \sum_J g_J \, |1 - U_{nn}^J|^2$$

- Pour l'absorption :

$$\sigma_{nABS} = \sigma_{nT} - \sigma_{nn} = 4\,\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n \sum_J g_J \, [Re\,(\rho_{nn}) - |\rho_{nn}|^2]$$

- Pour la fission :

$$\sigma_{nFiss} = 4\,\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n \sum_J g_J \left[\sum_c |\rho_{nc}|^2 \right]$$

- Pour la capture radiative :

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_{nABS} - \sigma_{nFiss}$$

Toutefois ces formules présentent l'inconvénient de ne pas être adaptées à l'utilisation des fonctions de Voigt (voir plus loin) pour l'élargissement Doppler.

On peut citer également comme formalisme multiniveau celui développé par Adler et Adler, qui présente l'avantage de conduire à des formules de sections efficaces compatibles avec l'utilisation des fonctions de Voigt pour l'élargissement Doppler. Nous n'avons pas jugé nécessaire de donner les formules de sections efficaces obtenues par ce formalisme, ces formules étant détaillées dans [9].

2.2. Etude de l'effet Doppler

2.2.1. Origine de l'effet Doppler

Pour établir les différentes formules donnant les sections efficaces, que nous venons de rappeler dans le paragraphe précédent, les noyaux cibles sont supposés au repos. Or, dans l'interaction neutron-noyau, les noyaux ne sont pas immobiles et sont toujours animés d'un mouvement oscillatoire autour de leur positions d'équilibre, dû à l'agitation thermique. Ce mouvement oscillatoire existe même si les noyaux cibles sont portés au zéro absolu et il est alors dû à l'énergie de l'oscillateur harmonique, $\frac{1}{2}\hbar\omega$. L'énergie qui intervient dans les formules de sections efficaces doit donc s'identifier avec l'énergie relative du neutron par rapport au noyau cible que nous notons E'.

Ainsi, à une vitesse donnée v du neutron incident correspond donc tout un spectre de vitesses p (u) des noyaux cibles dans le système du laboratoire qu'il est facile d'exprimer en supposant que le noyau cible est libre ; lorsqu'il est lié dans une molécule ou dans un cristal, il faut alors traiter l'interaction du neutron avec la molécule ou le cristal pris dans son ensemble.

Cet effet lié au déplacement relatif des noyaux cibles par rapport au neutron incident est connu sous le nom de l'effet Doppler ; par analogie avec les phénomènes de variation apparente de la fréquence d'un système d'ondes entretenues sous l'action soit du mouvement de la source soit du mouvement de l'observateur par rapport au milieu de propagation, découvert par Doppler au cours du siècle dernier.

2.2.2. Calcul de l'élargissement Doppler

Considérons l'interaction d'un neutron de masse m et de vitesse v uniforme, dans le système de laboratoire et des noyaux cibles de masse M = mA dont les vitesses sont distribuées suivant un spectre de vitesses $P(\vec{u})\, d^3U$.

Soit w la vitesse relative du neutron incident $\vec{w} = \vec{v} - \vec{u}$

On définit alors la section efficace effective $\bar{\sigma}$ ou la section élargie par effet Doppler par :

$$\int d^3U\ p(\vec{u})\ w.\sigma(w) = v.\bar{\sigma}(v)$$

On peut constater que dans le cas d'une section en $\frac{1}{v}$: $\sigma(w).w = cte$, l'effet Doppler ne joue pas et on a : $\bar{\sigma}(v) = \sigma(v)$.

a) Modèle du gaz libre :

- Formule exacte : Dans ce modèle le noyau cible est supposé libre de toute liaison moléculaire ou cristalline et animé d'une vitesse $\vec{u}$ du fait de l'agitation thermique, obéissant à la distribution de Maxwell,

$$P(\vec{u})\, d^3U = \frac{1}{\pi^{3/2}} \cdot e^{-\frac{u^2}{u_T^2}} \cdot \frac{du}{u_T^3} \qquad (\text{avec } \frac{M}{2} \cdot u_T^2 = K.T)$$

K est la constante de Boltzmann.
T est la température absolue du milieu.

En utilisant la définition de la section effective, on obtient :

$$v.\bar{\sigma}(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{dw}{u_T} \cdot \frac{w}{v} \left[e^{-(v-w)^2/u_T^2} - e^{-(v+w)^2/u_T^2} \right] w\, \sigma(w)$$

Cette relation peut également s'exprimer en fonction de l'énergie :

$$\sqrt{E}\ \sigma(E) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dE' \left[e^{-4(E-\sqrt{EE'})^2/\Delta^2} - e^{-4(E+\sqrt{EE'})^2/\Delta^2} \right] \sqrt{E'}\ \sigma(E')$$

Avec :

$$E = \frac{1}{2}\, mv^2 \text{ et } E' = \frac{1}{2}\, mw^2$$

C'est donc la relation qui permet de passer de la section efficace en fonction de l'énergie relative du neutron à la section efficace en fonction de l'énergie du neutron dans le système du laboratoire.

- Approximation de Bethe-Placzek :

Dans la formule exacte du modèle du gaz libre si $2E \gg \Delta$ c'est à dire quand : $E \gg \frac{KT}{A}$, ce qui est vrai pour des énergies supérieures à 1 ev environ, on peut faire les approximations suivantes :

$$+\ \sqrt{EE'} \approx E + \frac{E' - E}{2}$$

+ on néglige la deuxième exponentielle

+ on peut remplacer les bornes d'intégration : $\int_0^{\infty} \longrightarrow \int_{-\infty}^{+\infty}$

Ces approximations conduisent à la formule classique de Bethe-Placzek :

$$\sqrt{E}\,\sigma(E) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dE'\ e^{-(E'-E)^2/\Delta^2} \cdot \sqrt{E'} \cdot \sigma(E')$$

On constate dans cette expression que le produit $\sqrt{E}\ \sigma(E)$ a donc été élargi par convolution avec une gaussienne caractérisée par la quantité :

$$\Delta = \sqrt{\frac{4EKT}{A}} = \frac{2u_T}{v} \cdot E$$

appelée largeur Doppler. Cette relation est valable quelque soit la forme de la section efficace $\sigma(E)$.

b) Théorie de Lamb [10] :

Lamb a trouvé exactement la même expression que Bethe et Placzek, mais pour un solide en adoptant comme spectre de vibration du réseau cristallin un spectre de Debye. La seule différence est que la température réelle du milieu doit être remplacée par une température effective appelée parfois température de Lamb. Dans l'hypothèse d'un couplace faible :

$\Gamma + \Delta \gg 2K\theta_D$, la température effective est reliée à la température réelle par la relation :

$$T_{eff} = 24\ T \cdot \left[\frac{T}{\theta_D}\right]^3 \cdot \int_0^{\frac{\theta_D}{2T}} x^3 . \coth(x)\, dx$$

θ_D est la température de Debye définie par :

$$K\theta_D = \hbar\,\omega_{Maxwell}$$

La température effective est souvent supérieure de quelques pourcents seulement à la température réelle T.

Lamb a considéré le cas de l'absorption, mais il est possible d'établir la même expression pour la diffusion.

c) Utilisation des fonctions de voigt (fonctions Ψ et Φ)

Dans la pratique, pour obtenir les sections efficaces avec l'élargissement Doppler à partir des formules de Breit et Wigner : SLBW et MLBW, il suffit de remplacer dans ces formules la quantité : $\frac{1}{1 + x^2}$ $\left[x = \frac{E - Er}{\Gamma/2}\right]$ qui intervient dans la section de capture ou de fission et dans la partie résonante de la section de diffusion par la fonction [11] :

$$\Psi(x,\beta) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' . e^{-(x-x')^2/\beta^2} \cdot \frac{1}{1 + x'^2}$$

et la quantité $\frac{x}{1 + x^2}$ qui intervient dans le terme d'interférence de la section de diffusion par la fonction :

$$\Phi(x,\beta) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' . e^{-(x-x')^2/\beta^2} \cdot \frac{x'}{1 + x'^2}$$

avec : $\beta = \frac{\Delta}{\Gamma/2}$

Δ et Γ sont calculés à l'énergie pour laquelle on veut obtenir la section effective.

On peut constater que l'aire sous la courbe n'est pas modifiée par effet Doppler.

$\int dE\ \sigma_{\gamma o} . \Psi = 2\ \pi^2\ \lambda\!\!\!^{-2}_{o}\ .g. \frac{\Gamma_n\ \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ est indépendant de T.

En effet lorsque la température augmente la résonance s'élargit, mais sa hauteur diminue de telle sorte que l'aire sous la courbe reste inchangée. Néanmoins le taux de réaction augmente, car la zone où la section efficace est suffisamment grande pour être pratiquement infinie s'élargit.

3. EFFET DE DENSITE DU MODERATEUR

La contribution des effets de variation de densite du modérateur au coefficient de température dans les réacteurs à eau ordinaire est très importante.

En effet la diminution de la densité d'eau entrainée par l'augmentation de la température s'accompagne essentiellement des trois effets suivants :

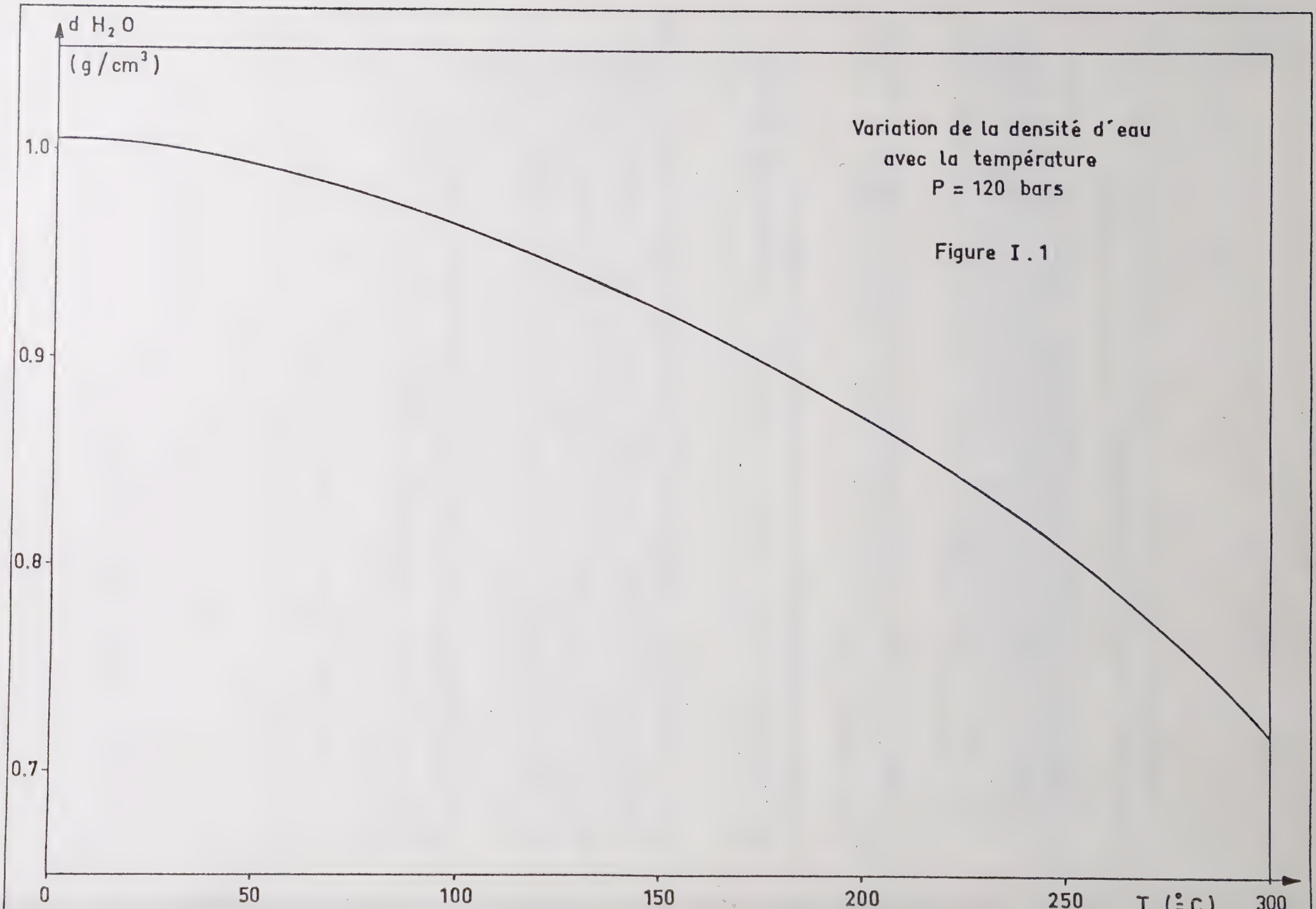
- Diminution du rapport de modération : la sous modération du réseau qui en résulte entraine une augmentation de l'absorption résonante de ^{238}U (diminution du facteur antitrappe), d'où un effet négatif sur le coefficient de température et une augmentation des productions épithermiques dans ^{235}U qui conduit à un effet positif sur le coefficient de température. Cependant, la diminution du rapport de modération se traduit par un effet global négatif sur le coefficient de température, c'est donc un effet stabilisant.

- Augmentation de l'aire de migration des neutrons : cela entraine une augmentation importante du taux de fuites, donc une diminution du keff du coeur ; l'effet est donc négatif sur le coefficient de température, donc stabilisant.

- Le dernier effet affecte le facteur d'utilisation thermique f qui croît avec l'augmentation de la température, du fait de la diminution de la capture dans le modérateur (eau). Cet effet donne une contribution positive au coefficient de température, c'est donc un effet 'déstabilisant'.

A propos de l'effet sur le facteur d'utilisation thermique, il est important de souligner qu'en présence de bore en solution dans le modérateur, la contribution négative au coefficient de température des deux premiers effets, est plus ou moins compensée, suivant la teneur en bore utilisée, par la diminution de la concentration du bore qui accompagne la diminution de la densité d'eau ; en effet ce dernier effet se traduit par une contribution positive plus importanteau coefficient de température, liée à f. C'est la raison pour laquelle on est obligé de limiter la teneur en bore utilisée dans un réacteur à eau sous presssion en début de vie : on doit éviter d'atteindre des coefficients de température positifs, d'où la nécessité d'utiliser des poisons consommables.

Enfin, rappelons que les effets de densité d'eau ont beaucoup plus d'importance au voisinage de la température de saturation (conditions de fonctionnement) qu'aux basses températures ; ceci s'explique parfaitement par le comportement non linéaire de la densité d'eau en fonction de la température (voir Fig. 1).



Variation de la densité d'eau
avec la température
P = 120 bars

Figure I.1

CHAPITRE II

RAPPELS SUR LE CODE APOLLO

Le code APOLLO s'intègre dans le système modulaire NEPTUNE [12] développé au CEA pour le calcul des réacteurs de la filière à eau ordinaire. APOLLO est actuellement lui même composé de plusieurs modules capables de résoudre l'équation du transport sous sa forme intégrale dans l'approximation multigroupe par la méthode des probabilités de collision. Les flux peuvent être calculés dans les approximations suivantes : choc isotrope, correction de transport et choc linéairement anisotrope, pour des géométries à une dimension (géométrie plane, cylindrique et sphérique) et à deux dimensions (modules multicellules : EURYDICE [13], CALLIOPE et NAUSICAA [14] et le module MARSYAS [15] qui permet de faire un calcul exact des probabilités de collision à deux dimensions).

1. BIBLIOTHEQUE DES SECTIONS EFFICACES

Nous allons considérer uniquement la bibliothèque standard à 99 groupes d'énergie qui couvre le domaine entre $1{,}1.10^{-4}$ eV et 10 MeV découpé comme suit :

- 12 groupes dans le domaine rapide entre 10 MeV et 0,9 MeV avec un pas de 0,2 en unités de léthargie.

- 13 groupes dans le domaine des résonances non résolues entre 0,9 MeV et 5 KeV avec un pas de 0.4 en léthargie.

- 27 groupes dans le domaine des résonances résolues entre 5 KeV et 2.77 eV, soit 10 groupes au pas de 0.4, un groupe au pas de 0.3 et 16 groupes au pas de 0.2 en unités de léthargie.

- 47 groupes dans le domaine thermique entre 2.77 eV et $1{,}1.10^{-4}$ eV, avec un pas variable en léthargie et adapté aux résonances du Plutonium.

Les données de base utilisées dans cette bibliothèque sont en grande partie issues de la bande anglaise UKAEA et des différentes versions de la bande américaine ENDF-B, aussi bien pour les sections efficaces que pour les lois de ralentissement, les spectres de fission et le nombre moyen de neutrons émis par fission.

L'élaboration des sections efficaces multigroupes(maillage APOLLO) à partir des données de base de la bande d'origine est effectuée en utilisant les spectres de pondération suivants :

- Une Maxwellienne avec un maximum à $\frac{1}{40}$ ev pour le domaine thermique : E < 0.1 ev.

- Une forme de flux en $\frac{1}{E}$ pour le domaine du ralentissement : 0.1 ev < E < 1.3 Mev.

- Un spectre de fission de la forme $\sqrt{E}\, e^{-E/1.29}$ dans le domaine rapide : E > 1.3 Mev.

Pour les modérateurs usuels, seule la section d'absorption provient de la bande UKAEA dans le domaine thermique. Les sections de diffusion, les cosinus moyens et les matrices de thermalisation sont calculés à partir des fonctions S (α,β) (loi de la diffusion) tabulées à diverses températures [16]. Pour l'eau ordinaire, le spectre de fréquences utilisé est celui proposé par Nelkin modifié par Haywood et al..

Le tableau ci-dessous, donne les références concernant les données de base des différents isotopes que nous avons été amené à considérer dans cette étude.

Isotope	Numéro d'identification	Références
*^{235}U	235	DFN 66
*^{238}U	238	DFN 401
^{239}Pu	339	UKAEA modifié
^{240}Pu	340	UKAEA modifié
^{241}Pu	241	DFN 60
^{242}Pu	342	ENDF/B-4.MAT = 1161
H_2O	18	UKAEA
B nat	11	DFN 57
^{56}Fe	56	DFN 91
^{91}Zr	91	DFN 9
^{16}O	16	DFN 34

*pour les deux isotopes de l'Uranium, nous avons utilisé les ajustements proposés par Reuss [17], qui consistent pour ^{235}U à augmenter d'une manière uniforme dans le domaine thermique, la section d'absorption en la multipliant par le facteur 1.0039, les sections de fission et de production en les multipliant par 1.01012 et pour ^{238}U à enlever 0.12 barn à la section autoprotégée d'absorption entre 55 KeV et 137 eV.

2. TRAITEMENT DES RESONANCES

Le traitement de l'autoprotection des résonances dans le code APOLLO pour une cellule hétérogène, est effectué par un formalisme d'équivalence entre le cas hétérogène et un cas homogène pour lequel les sections effectives sont préalablement tabulées [18].

Nous allons rappeler brièvement le principe de ce formalisme dans le cas simple d'un milieu combustible ne contenant qu'un seul isotope résonant. Soit 0 l'indice caractérisant l'itotope résonant et 1 l'indice associé au milieu modérateur ; si on fait l'hypothèse du flux plat dans les deux milieux (combustible et modérateur), le flux est alors solution du système suivant :

$$V_0 \Sigma_0 \phi_0 = V_0 P_{00} R_0 \phi_0 + V_1 P_{10} R_1 \phi_1$$

$$V_1 \Sigma_1 \phi_1 = V_1 P_{11} R_1 \phi_1 + V_0 P_{01} R_0 \phi_0$$

P_{ij} est la probabilité pour un neutron né dans le milieu i de subir son premier choc dans le milieu j.

R étant l'opérateur de ralentissement.

La fonction $\Psi = \frac{R_1 \phi_1}{\Sigma_1}$ varie lentement, puisque la structure fine de ϕ_1 est lissée par l'intégration sur le noyau de l'opérateur de ralentissement du modérateur ; en effet les largeurs de résonances sont faibles devant l'intervalle d'intégration ε_1 : gain maximum de léthargie par choc du modérateur.

Si l'on pose : $\phi_0 = \varphi_0 \Psi$

et en faisant l'approximation $R_0 \phi_0 \simeq \Psi R_0 \varphi_0$ qui est justifiée par la faible variation de Ψ sur l'intervalle d'intégration ε_0 : gain maximum de léthargie par choc du combustible.

On obtient l'équation régissant la variation de la structure fine φ_0 (u) :

$$\frac{1}{N_0} R_0 \varphi_0 - (\sigma_0 + \sigma_e) \varphi_0 + \sigma_e = 0$$

σ_0 : section microscopique totale de l'isotope résonant.
σ_e : section équivalente caractérisant l'effet du modérateur et de la géométrie sur φ_0.

$$\sigma_e = \sigma_0 \frac{(1 - P_{00})}{P_{00}}$$

φ_o représente la structure fine du flux qui prend en compte la dépression du flux dans la résonance, et Ψ représente la variation macroscopique du flux.

La section équivalente qui dépend de la géométrie considérée, est calculée par le sous programme JEZABEL par l'intermédiaire de deux paramètres a et Σ_{eg_∞}: facteur de Bell et section équivalente asymptotique du milieu combustible respectivement.

La section équivalente homogène σ_{ev} d'une géométrie hétérogène d'intégrale effective I est définie par :

$$I_H (\sigma_{ev}) = I$$

et on définit le facteur de Bell par la relation :

$$\sigma_{ev} = \frac{1}{N_o} \left[\Sigma_1 + a\ \Sigma_{eg_\infty} \quad (\Sigma_2)\right]$$

Σ_2 est la section macroscopique totale des autres isotopes présents dans le combustible : $\Sigma_2 = \Sigma_c - \Sigma_o$.

Ainsi pour calculer le taux de réaction microscopique pour une réaction donnée r, dans l'intervalle de léthargie $[u_1, u_2]$.

$$\tau_r = \int_{u_1}^{u_2} \sigma_r (u)\ \emptyset\ (u)\ du$$

On introduit la notion de section effective définie par :

$$\sigma_{effr} = \frac{1}{\Delta u} \int_{u_1}^{u_2} \sigma_r (u)\, \varphi_o (u)\ du$$

Cette section effective prend en compte pour la section considérée l'essentiel de l'effet de structure fine ; elle dépend de la section physique exacte par l'intermédiaire de σ_e (u).

Le taux de réaction s'écrit donc en fonction de la section effective :

$$\tau_r = \Psi (u_o) \cdot \sigma_{effr} \cdot \Delta u$$

Les sections effectives dans le domaine de résonances, pour chaque isotope résonant de la bibliothèque, sont tabulées en fonction de la section équivalente et de la température.

Enfin, le sous programme BIEFF calcule pour chaque groupe autoprotégé d'APOLLO :

- la section équivalente : $\sigma_e^g = \frac{1}{N_0} \left[\Sigma_2^g + a \ \Sigma_{eg_\infty}^g (\Sigma_1^g) \right]$

- l'interpolation dans les tabulations de sections effectives ce qui fournit pour chaque type i de réaction : $\sigma_{i,eff}^g (\sigma_e^g , T)$

- la structure fine multigroupe $\tilde{\varphi}_g$ solution de l'équation fondamentale discrétisée sur le maillage APOLLO.

- les sections multigroupes autoprotégées $\tilde{\sigma}_i^g = \sigma_{ieff}^g / \tilde{\varphi}_g$ qui conservent les taux de réactions.

3. METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DU TRANSPORT

APOLLO résout l'équation du transport sous sa forme intégrale qui s'écrit dans l'hypothèse du choc linéairement anisotrope :

$$\emptyset (\vec{r},E) = \int_V \frac{e^{-\tilde{\Sigma_t}R}}{4\pi R^2} \left[\int_0^\infty \Sigma_s^0 (\vec{r},E' \to E) \, \emptyset (\vec{r},E') \, dE' + \int_0^\infty \Sigma_s^1 (\vec{r}',E' \to E) \, \vec{J} (\vec{r}',E') \, dE' \right.$$

$$\left. + \frac{\chi (E)}{k} \cdot \int_0^\infty \nu\Sigma_f (\vec{r}',E') . \emptyset (\vec{r}',E') \, dE' \right] dr \qquad (1)$$

Avec les notations suivantes :

$$\tilde{\Sigma_t}R = \int_0^R \Sigma_t (\vec{r} - R'.\vec{\Omega}) \, dR' \text{ (parcours optique)}$$

$$\vec{r}' = \vec{r} - R.\vec{\Omega}$$

$$\Sigma_s^0 (\vec{r}, E' \to E) = \int_{4\pi} \Sigma_s (\vec{r}, \vec{\Omega}'.\vec{\Omega}, E' \to E) \, d\vec{\Omega}'$$

$$\Sigma_s^1 (\vec{r},E' \to E) = 3 \int_{4\pi} \Sigma_s (\vec{r},\vec{\Omega}'.\vec{\Omega},E' \to E) \, \vec{\Omega}'.\vec{\Omega} \, d\vec{\Omega}'$$

$$\vec{J} (\vec{r},E) = \vec{\Omega} \, \emptyset (\vec{r},E)$$

Le traitement spatial de l'équation (1) s'effectue par la méthode des probabilités de collision, calculées dans l'une des approximations suivantes : choc isotrope ou choc linéairement anisotrope. La discrétisation en espace et en énergie de cette équation conduit à la forme pratique suivante résolue dans APOLLO [19] :

$$\phi_i^g = \sum_{j=1}^{n} \sum_{g'=1}^{m} \frac{P_{ij}^g}{\Sigma_{tj}^g} \left[\Sigma_{sj}^{0g' \to g} \cdot \phi_j^{g'} + \frac{\chi_j^g}{k} (\nu\Sigma_f)_j^{g'} \cdot \phi_j^{g'} \right] + \sum_{j=1}^{n} \sum_{g'=1}^{m} \tilde{P}_{ij}^g \cdot \Sigma_s^{1g' \to g} \cdot J_j^{g'} \cdot W_j \cdot r_j^{n-1}$$

C'est l'équation relative au flux direct.

Notations :

i,g indices respectifs des domaines d'espace et d'énergie où le flux est calculé.
j,g' domaines d'espace et d'énergie courants
W_k poids d'intégration
n,m nombres respectifs de zones d'espace et de groupes d'énergie.
P_{ij}^g probabilité pour un neutron né dans le groupe g et dans la zone i de subir un choc dans la zone j.
$\tilde{P}_{ij}^g$ probabilité de collision anisotrope.

$$\phi_i^g = \frac{\int_g dE \int_i r^{P-1} \cdot \phi(r,E)\, dr}{\int_g dE \int_i r^{P-1}\, dr}$$ flux moyen dans le groupe g et dans la zone i

$$\Sigma_{tj}^g = \frac{\int_g dE \int_j r^{P-1} \cdot \Sigma_t(r,E)\, \phi(r,E)\, dr}{\int_g dE \int_j r^{P-1} \cdot \phi(r,E)\, dr}$$ section macroscopique totale moyenne dans le groupe g et dans la zone j.

P = 1, 2 et 3 respectivement pour les géométries plane, cylindrique et sphérique.

Dans la pratique on est amené à résoudre pour chaque groupe d'énergie un système de n équations à n inconnues (où n est la dimension d'espace).

Le traitement énergétique (itérations intérieures) se fait de la manière suivante :

- Au dessus de la limite des remontées en énergie, on effectue une résolution numérique directe des équations spatiales dans chaque groupe d'énergie.

- Le spectre rapide étant connu, on détermine alors les sources induites par le flux et le courant rapide ; la résolution se fait ensuite par itérations dans le domaine thermique.

De même le calcul de la valeur propre (itérations extérieures) est réalisé par une méthode itérative accélérée par un procédé variationnel.

4. CALCUL DU MODE FONDAMENTAL

Le but de calcul du mode fondamental est de déterminer l'influence des effets de fuites sur le calcul de spectre. Le calcul de ces effets est effectué dans APOLLO en trois étapes :

- Homogénéisation des différents milieux de la géométrie en tenant compte de la répartition spatiale des flux dans chaque groupe d'énergie.

- Calcul du laplacien matière et des coefficients de diffusion dans le milieu homogène équivalent obtenu, dans l'une des trois approximations suivantes : B_0, B_1 ou P_1;

- Eventuellement, une correction d'hétérogénéité est effectuée sur les coefficients de diffusion calculés selon le formalisme de P. BENOIST[20].

Les résultats sont introduits dans le calcul spatial sous la forme DB^2. Le calcul du flux peut être fait soit en imposant les laplaciens axial et radial, soit en effectuant une recherche du laplacien total critique de façon que k_{eff} soit égal à 1.

CHAPITRE III

ANALYSE THÉORIQUE DES PRINCIPAUX EFFETS CONTRIBUANT AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE DANS LES RESEAUX UO_2 ET UO_2-PUO_2 TYPE PWR

1. METHODE DE DECOMPOSITION DU BILAN NEUTRONIQUE D'UNE CELLULE

1.1. Cas d'une cellule UO_2

Afin de dissocier les effets de spectre thermique, les effets épithermiques et rapides dépendant du rapport de modération et les effets de fuites dans un réseau PWR, on procède à une décomposition du facteur de multiplication effectif de la cellule à partir des constantes à 2 groupes, de manière à mettre en évidence ces différents effets. Ce facteur de multiplication, $k_{eff} = \frac{\text{Productions}}{\text{source}}$, peut être décomposé suivant un modèle du type formule des 4 facteurs :

$$k_{eff} = \chi \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot P_r \cdot p \cdot P_{th} \cdot f \cdot \eta$$

avec la définition suivante associée à chaque terme :

- le facteur de production par la réaction (n,2n)

$$\chi = \frac{D}{N} = \frac{\text{Disparitions}}{\text{source}}$$

- le facteur de fission rapide de ^{238}U :

$$\varepsilon_1 = 1 + (Prod)^{238}/(Prod)^{235}$$

- le facteur de fission épithermique et rapide de ^{235}U :

$$\varepsilon_2 = 1 + (\overset{r}{Prod}/\overset{th}{Prod})^{235}$$

ε_2 prend en compte les fissions de ^{235}U qui ont lieu au dessus de l'énergie de coupure adoptée E = 0,625 eV.

Pour simplifier nous admettons qu'aussi bien dans le domaine rapide que dans le domaine thermique, les fuites ont lieu avant les absorptions ; nous aurons ainsi :

- la probabilité de non fuite dans le groupe rapide :

$$P_r = (A_t + F_{th}) / (A_t + F_t)$$

- le facteur antitrappe :

$$p = (A_{th} + F_{th}) / (A_t + F_{th})$$

- la probabilité de non fuite thermique :

$$P_{th} = A_{th} / (A_{th} + F_{th})$$

- le facteur d'utilisation thermique :

$$f = A_{th}^{comb} / A_{th}$$

- le facteur de reproduction thermique :

$$\eta = {}^{th}Prod / A_{th}^{comb}$$

avec les notations suivantes :

Prod : Production
A : Absorption
F : Fuite
t : total
r : rapide
th : thermique

On peut vérifier aisément que le produit de ces différents facteurs conserve bien k_{eff}.

1.2. Cas d'une cellule UO_2 - PuO_2

La décomposition du bilan neutronique adoptée dans le cas d'une cellule UO_2 reste valable, cependant la prise en compte de la présence des différents isotopes du Plutonium conduit aux définitions suivantes pour les facteurs de fission rapides :

- le facteur de fission rapide (^{238}U + ^{240}Pu).

$$\varepsilon_1 = 1 + (Prod)^{238+240} / (Prod)^{235+239+241}$$

- le facteur de fission rapide et épithermique des corps fissiles (^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu),

$$\varepsilon_2 = 1 + ({}^{r}Prod / {}^{th}Prod)^{235+239+241}$$

2. DECOMPOSITION ET ANALYSE DES EFFETS DE TEMPERATURE SUR LE K_∞

2.1. Choix de la définition du coefficient de température

Le coefficient de température d'une cellule peut être défini de plusieurs manières, néanmoins les deux définitions suivantes sont le plus souvent retenues :

$$\alpha = \frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT} \quad (1)$$

et :

$$\alpha = \frac{d\rho}{dT} \text{ avec } \rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (2)$$

Pour les situations proches de la criticité ($k_{eff} \neq 1$), il est évident que ces deux définitions conduisent aux mêmes résultats.

En revanche, lorsque k_{eff} est sensiblement différent de 1. (nette sous ou surcriticité), les définitions (1) et (2) ne conduisent plus tout à fait aux mêmes résultats. Les résultats de nos tests, ainsi que ceux présentés dans la référence [21], ont montré que c'est la définition (1) qui permet d'obtenir la valeur du coefficient de température la moins sensible à la valeur absolue du k_{eff} (niveau de criticité du calcul).

Nous avons adopté la définition (1) ; en effet bien que nos calculs destinés à l'analyse des effets de température au niveau de la cellule, sont effectués en mode fondamental (situation où la définition choisie n'affecte que très peu les résultats : $k_{eff} = 1$), ce choix présente toutefois l'avantage que la relation (1) se prête plus facilement à une analyse par différentiation des formules.

2.2. Analyse des effets globaux

2.2.1. Formalisme utilisé :

La décomposition de k_{eff} que nous avons adopté permet d'écrire :

$$k_{eff} = \chi\ \varepsilon_1\ \varepsilon_2\ P_r\ p.P_{th}.f.\eta = k_\infty.P_r.P_{th} = k_\infty.P$$

Avec : $k_\infty = \chi\ \varepsilon_1\ \varepsilon_2\ p.f.\eta$

et $P = P_r.P_{th}$ (probabilité antifuite totale)

Le coefficient de température s'exprime donc en adoptant la définition (1)

$$\alpha = \frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT} = \frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} + \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT}$$

Avec :

$$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} = \frac{1}{\chi} \frac{d\chi}{dT} + \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon_1}{dT} + \frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\varepsilon_2}{dT} + \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT} + \frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dT} + \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT}$$

Cette décomposition fait apparaître deux effets distincts : l'effet lié au facteur de multiplication infini et l'effet lié aux fuites.

Nous allons nous intéresser d'abord aux effets de k_∞, les effets de fuites seront étudiés ultérieurement.

2.2.2. Application aux cellules UO_2 et UO_2- PuO_2 étudiées dans CREOLE

L'application de ce formalisme aux cellules des réseaux type PWR étudiés dans CREOLE conduit aux résultats rassemblés dans les tableaux 1, 2 et 3. Les caractéristiques essentielles des cellules considérées sont les suivantes :

a) Cellules UO_2

- combustible UO_2 enrichi à 3.1 %, gaine zircaloy 4.
- pas du réseau : 1,26 cm
- rapport de modération $\frac{V_{H2O}}{V_{UO_2}} = 1.65$.

b) Cellule UO_2-PuO_2

- combustible UO_2-PuO_2 enrichi à 3.2 % en Pu fissile(UO_2 naturel).
- teneur en ^{240}Pu et en ^{241}Pu : 20 % et 3,5 % en poids respectivement.
- pas du réseau : 1,26 cm.
- rapport de modération : $\frac{V_{H2O}}{V_{oxyde}} = 1.54$

TABLEAU III.1

CELLULE UO_2-3.1 %

DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR LE K_∞

(EN pcm/°C)

Domaine de température	$\frac{1}{X} \cdot \frac{dX}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_1} \cdot \frac{d\varepsilon_1}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\varepsilon_2}{dT}$	$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT}$	$\frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dT}$	$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$	$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT}$
20°C - 115°C	+ 0.046	+ 2.912	+ 7.681	- 21.835	+ 4.960	- 3.379	- 10.762
115°C - 190°C	+ 0.092	+ 5.259	+ 14.245	- 37.879	+ 7.621	- 3.207	- 15.290
190°C - 245°C	+ 0.103	+ 7.980	+ 22.345	- 56.961	+ 10.084	- 3.174	- 21.371
245°C - 290°C	+ 0.149	+ 12.127	+ 35.474	- 85.068	+ 13.403	- 3.339	- 29.737
20°C - 290°C	+ 0.088	+ 6.169	+ 17.416	- 42.093	+ 8.218	- 3.272	- 17.042

TABLEAU III.2

CELLULE UO_2-3.1 % AVEC 1200 PPM DE BORE
DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR LE K_∞
(EN pcm/°C)

Domaine de température	$\frac{1}{\chi} \cdot \frac{d\chi}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_1} \cdot \frac{d\varepsilon_1}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\varepsilon_2}{dT}$	$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT}$	$\frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dT}$	$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$	$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT}$
20°C - 115°C	+ 0.051	+ 2.740	+ 7.391	- 21.755	+ 13.676	- 3.191	- 2.026
115°C - 190°C	+ 0.065	+ 5.038	+ 15.014	- 38.687	+ 21.846	- 3.102	- 1.374
190°C - 245°C	+ 0.094	+ 7.546	+ 20.485	- 55.032	+ 29.052	- 3.012	- 2.891
245°C - 290°C	+ 0.177	+ 11.843	+ 35.777	- 86.047	+ 39.241	- 3.202	- 5.589
20°C - 290°C	+ 0.085	+ 5.909	+ 17.191	- 42.063	+ 23.893	- 3.122	- 2.608

TABLEAU III.3

CELLULE UO_2-PUO_2 - 3,2 %
DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR LE K_∞
(EN pcm/°C)

Domaine de température	$\frac{1}{\chi} \cdot \frac{d\chi}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_1} \cdot \frac{d\varepsilon_1}{dT}$	$\frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\varepsilon_2}{dT}$	$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT}$	$\frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dT}$	$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$	$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT}$
20°C - 130°C	+ 0.050	+ 2.865	+ 11.998	- 29.383	+ 4.810	- 7.018	- 16.426
130°C - 200°C	+ 0.133	+ 6.739	+ 23.831	- 53.746	+ 5.700	- 6.760	- 25.004
200°C - 254°C	+ 0.140	+ 10.175	+ 37.380	- 79.858	+ 6.338	- 6.839	- 34.174
254°C - 296°C	+ 0.269	+ 15.749	+ 60.863	- 121.200	+ 7.487	- 7.401	- 47.354
20°C - 296°C	+ 0.122	+ 7.292	+ 28.172	- 55.887	+ 5.776	- 6.928	- 26.048

L'examen des résultats rassemblés dans ces tableaux permet de faire les commentaires suivants :

- Pour la cellule UO_2 sans bore, on peut remarquer la prédominance des effets de densité d'eau, en particulier au voisinage de la température de saturation : Ainsi la contribution positive de l'effet sur les facteurs de fission rapide ε_1 et ε_2 est très importante et elle croît rapidement avec la température. Cet effet est lié à la diminution du rapport de modération qui entraîne une augmentation du rapport des flux rapide sur thermique, ceci joue plus particulièrement sur ε_2. L'effet sur le facteur antitrappe lié également à la variation du rapport de modération (la contribution de l'effet Doppler étant faible) constitue l'effet le plus important et sa contribution négative à l'effet total sur le facteur de multiplication infini est déterminante. La variation de la densité d'eau dans le domaine thermique joue par l'intermédiaire de l'effet sur le facteur d'utilisation thermique qui contribue positivement et d'une manière non négligeable à l'effet total ; en effet sa contribution représente en valeur absolue, quatre fois celle de l'effet négatif sur η lié au déplacement du spectre.

Dans le cas du réseau UO_2 boré, les effets dans le domaine rapide et épithermique sont sensiblement les mêmes qu'en absence du bore ; en revanche dans le domaine thermique, l'effet sur le facteur d'utilisation thermique devient beaucoup plus important. En effet, dans ce cas la diminution de la densité d'eau s'accompagne d'une diminution de la concentration du bore, d'où une plus forte variation de f. Etant donné que l'effet sur les autres facteurs ne change pratiquement pas, l'effet global sur k_∞ est beaucoup moins négatif, et une plus forte concentration de bore peut donc le rendre positif.

Enfin, dans les réseaux UO_2-PuO_2, on constate les mêmes types d'effets que dans le cas du réseau UO_2 sans bore, cependant les points suivants doivent être soulignés :

- Les effets rapides et épithermiques liés aux facteurs de fission épithermique ε_2 et au facteur antitrappe p sont plus importants ; ceci s'explique par plusieurs raisons notamment : les taux d'absorption épithermique dans les résonances des noyaux fissiles sont plus élevés dans le cas du Plutonium (les intégrales de résonance d'absorption valent respectivement 419, 501 et 732 b pour ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu), le spectre est plus dur dans les réseaux à plutonium et enfin à cause de la présence de la grande résonance à 1 eV du ^{240}Pu dans le domaine épithermique.

- L'effet sur f est plus faible, ceci est dû à la forte section d'absorption du combustible dans un réseau mixte UO_2-PuO_2.

- En ce qui concerne η, la contribution des isotopes fissiles est essentiellement liée au ^{239}Pu ; c'est la contribution négative apportée par le ^{240}Pu qui conduit à un effet plus important sur η dans le cas des réseaux mixtes.

2.3. Analyse des effets de température dans le domaine thermique (nf) :

Afin de mettre en évidence l'importance des effets de spectre dans le domaine thermique, sur le coefficient de température, nous avons analysé l'effet de température sur η de façon à remonter aux contributions des différents constituants de la cellule. Nous avons analysé par la même occasion l'effet sur f lié essentiellement à la variation de la densité d'eau.

2.3.1. Formalisme utilisé :

On peut écrire compte tenu des définitions de f et η :

$$(\eta f) = \frac{Prod^{th}}{A^{comb}_{th}} \cdot \frac{A^{comb}_{th}}{A_{th}} = \left[\frac{Prod}{A}\right]_{th}$$

On va décompenser cette expression dans trois cas correspondant aux trois types de cellules étudiées.

a) Cas de la cellule UO_2 sans bore

On peut écrire dans ce cas :

$$\eta f = \left[\frac{Prod}{A}\right]_{th} = \frac{N_5\ (\nu\sigma_f)_5 \cdot \phi_0 \cdot V_0}{N_5\ \sigma_{a5} \cdot \phi_0 \cdot V_0 + N_8\ \sigma_{a8} \cdot \phi_0 \cdot V_0 + N_{Zr} \cdot \sigma_{aZr} \cdot \phi_g \cdot V_g + N_{H_2O} \cdot \sigma_{aH_2O} \cdot \phi_m \cdot V_m}$$

(ϕ_0, V_0), (ϕ_g, V_g) et (ϕ_m, V_m) sont les flux et les volumes du combustible de la gaine et du modérateur respectivement.

Pour normaliser les différents taux de réaction qui interviennent dans cette relation, nous les divisons par le taux de réaction d'un corps en $\frac{1}{v}$ placé dans le milieu combustible avec une concentration unité : $\sigma_{1/v} \cdot \phi_0 \cdot V_0$. (avec $\sigma_{1/v} = \frac{v_{2200}}{v}$)

On obtient alors :

$$\eta f = N_5 \cdot (\nu\bar{\sigma}_f)5 \Big/ (N_5 \bar{\sigma}_{a5}\ f_o + N_8 \bar{\sigma}_{a8}\ f_o + N_{Zr} \cdot \bar{\sigma}_{aZr} \cdot f_g + N_{H_2O} \cdot \bar{\sigma}_{aH_2O} \cdot f_m)$$

Avec :

$\bar{\sigma}_i = \sigma_i / \sigma_{1/v}$ section effective du corps i

$f_j = \frac{\phi_j\ V_j}{\phi_0\ V_0}$ facteur de désavantage au volume près du milieu j, à noter que $f_0 = 1$ pour le milieu combustible.

Si on divise cette relation en haut et en bas par N_5, on obtient :

$$\eta f = \nu\sigma_{f5} \Big/ (\omega_5 . \sigma_{a5} . f_o + \omega_8 . \sigma_{a8} . f_o + \omega_{Zr} . \sigma_{aZr} . f_g + \omega_{H_2O} . \sigma_{aH_2O} . f_m)$$

en posant :

$$\omega_i = \frac{N_i}{N_5} \quad (\omega_5 = 1).$$

Enfin cette relation donne par différentiation :

$$\frac{1}{\eta f} \cdot \frac{d(\eta f)}{dT} = \frac{1}{\nu\sigma_{f5}} \frac{d\nu\sigma_{f5}}{dT} - \left[\sum_{i,j} (\omega_i f_j \frac{d\sigma_{ai}}{dT} + \sigma_{ai} . \omega_i . \frac{df_j}{dT} + \sigma_{ai} . f_j . \frac{d\omega_i}{dT} \Big/ \sum_{i,j} (\omega_i . f_j . \sigma_{ai}) \right] \qquad (1)$$

La sommation s'étend sur tous les constituants (indice i) et les milieux (indice j) de la cellule.

La relation (1) donne les contributions des différents paramètres de la cellule au coefficient de teméprature dans le domaine thermique : sections efficaces du combustible, de la gaine et du modérateur, facteurs de désavantage et densité d'eau..

b) Cas de la cellule UO_2 borée :

Le formalisme est le même que dans le cas sans bore, il suffit de prendre en compte la section de capture du bore et la variation de sa dilution en fonction de la température.

c) Cas de la cellule UO_2-PuO_2

Dans ce cas, on doit prendre en compte la présence des différents isotopes du Plutonium ce qui conduit à la relation suivante :

$$\eta f = \sum_{i,j} (\nu\sigma_{fi} . \omega_i . f_j) \Big/ \sum_{i,j} (\sigma_{ai} . \omega_i . f_j)$$

et :

$$\frac{1}{\eta f}\cdot\frac{d\eta f}{dT}=\left[\sum_i \omega_i.f_o.\frac{d\nu\bar{\sigma}_{fi}}{dT}\Big/\sum_i \omega_i.f_o.\nu\bar{\sigma}_{fi}\right]$$

$$-\left[\sum_{i,j}\left(\omega_i.f_j.\frac{d\bar{\sigma}_{ai}}{dT}+\omega_i.\bar{\sigma}_{ai}.\frac{dfi}{dT}+\bar{\sigma}_{ai}.f_j.\frac{d\omega_i}{dT}\right)\right]\Big/\left[\sum_{i,j}\omega_i.f_j.\bar{\sigma}_{ai}\right] \quad (2)$$

La sommation sur i s'étend sur tous les corps constituant la cellule, l'indice j caractérise le milieu (combustible, gaine ou modérateur) où se trouvent ces corps.

2.3.2. Application aux cellules PWR étudiées dans CREOLE

L'application de ce formalisme aux trois types de cellules étudiées dans CREOLE, conduit aux résultats rassemblés dans les tableaux 4, 5 et 6 pour les cellules : UO_2 sans bore, UO_2 avec 1200 ppm de bore et UO_2-PuO_2 respectivement.

L'examen de ces tableaux conduit aux remarques suivantes :

- Cette décomposition des effets thermiques montre bien l'importance des sections efficaces de production et d'absorption des corps fissiles : ^{235}U et ^{239}Pu sur le coefficient de température dans ce domaine. En effet, bien que l'effet total sur η est faible, il résulte en fait de la compensation de deux effets importants, mais de signes opposés sur l'absorption et la production.

- Les contributions des productions et d'absorptions du ^{239}Pu et de ^{235}U sont de signes opposés ; en effet les sections efficaces de ces deux corps dans le domaine thermique ont des comportements opposés par rapport à la loi en $\frac{1}{v}$ (la forme de la section thermique de ^{235}U est en grande partie imposée par la première grande résonance négative, alors que celle du ^{239}Pu est au contraire imposée par la grande résonance positive à 0.3 eV (Fig. 1). D'autre part les contributions des termes de production et d'absorption du ^{239}Pu sont plus importantes que celles de ^{235}U, du fait de la plus forte déviation par rapport à la loi en $\frac{1}{v}$ des sections thermiques du ^{239}Pu.

- L'effet lié à la capture de ^{238}U est faible, ceci était attendu, vu le comportement en $\frac{1}{v}$ de cette section généralement adopté dans ce domaine d'énergie.

- Pour le modérateur, on constate dans le cas sans bore que la principale composante de l'effet global est liée à la variation de la densité d'eau ; néanmoins les effets de spectre sur la capture de l'eau et le facteur de désavantage sont loin d'être négligeables. En revanche dans le cas avec bore, la contribution de l'effet lié à la diminution de la concentration du bore avec la température, est environ deux fois plus importante que celle liée à la variation de la densité d'eau ; ces deux effets jouent dans le même sens, d'où un effet positif très important sur le facteur d'utilisation thermique.

TABLEAU III.4

CELLULE UO_2 SANS BORE
DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR ηf
(EN pcm/°C)

Domaine de température →		20°C - 115°C	115°C - 190°C	190°C - 245°C	245°C - 290°C
Combustible	σ_a^{238}	- 0.260	- 0.246	- 0.250	- 0.288
	σ_a^{235}	+ 11.204	+ 8.723	+ 7.409	+ 6.908
	$(\nu\sigma_f)^{235}$	- 15.249	- 12.410	- 10.873	- 10.386
	Total	- 4.305	- 3.933	- 3.714	- 3.766
Gaine	$\sigma_a Zr$	+ 0.027	+ 0.019	+ 0.015	+ 0.012
	f_g	+ 0.041	+ 0.033	+ 0.029	+ 0.039
	Total	+ 0.068	+ 0.052	+ 0.044	+ 0.051
Modérateur	$\sigma_a^{H_2O}$	+ 0.702	+ 0.483	+ 0.372	+ 0.316
	d_{H_2O}	+ 4.001	+ 6.877	+ 9.407	+ 12.664
	f_m	+ 1.192	+ 0.959	+ 0.834	+ 0.797
	Total	+ 5.895	+ 8.319	+ 10.613	+ 13.777
Total = $\frac{1}{\eta f} \cdot \frac{d(\eta f)}{dT}$		+ 1.658	+ 4.438	+ 6.943	+ 10.062

TABLEAU III.5

CELLULE UO_2 3.1 % AVEC 1200 PPM DE BORE
DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR ηf
(EN pcm/°C)

Domaine de température →		20°C - 115°C	115°C - 190°C	190°C - 245°C	245°C - 290°C
Combustible	σ_a^{238}	- 0.206	- 0.203	- 0.214	- 0.245
	σ_a^{235}	+ 8.820	+ 6.999	+ 6.015	+ 5.702
	$(\dot{\nu}\sigma_f)^{235}$	- 14.187	- 11.659	- 10.251	- 9.868
	Total	- 5.573	- 4.863	- 4.450	- 4.411
Gaine	σ_a^{Zr}	+ 0.023	+ 0.016	+ 0.013	+ 0.011
	f_g	+ 0.032	+ 0.026	+ 0.023	+ 0.031
	Total	+ 0.055	+ 0.042	+ 0.036	+ 0.042
Modérateur	σ_a^{H2O}	+ 0.581	+ 0.409	+ 0.320	+ 0.276
	d_{H_2O}	+ 3.371	+ 5.905	+ 8.016	+ 11.236
	f_m	+ 3.015	+ 2.534	+ 2.239	+ 2.154
	σ_a^{Bore}	+ 1.237	+ 0.892	+ 0.705	+ 0.606
	d_{Bore}	+ 7.801	+ 13.671	+ 18.867	+ 25.658
	Total	+ 16.005	+ 23.411	+ 30.147	+ 39.930
Total = $\frac{1}{nf} \cdot \frac{d(nf)}{dT}$		+ 10.487	+ 18.591	+ 25.733	+ 35.561

TABLEAU III.6

CELLULE UO_2-PUO_2 3.2 %

DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR ηf

(EN pcm/°C)

Domaine de température		20°C - 130°C	130°C - 200°C	200°C - 254°C	254°C - 296°C
Combustible	σ_a^{235}	+ 0.966	+ 0.811	+ 0.770	+ 0.835
	$(\nu\sigma_f)^{235}$	- 1.262	- 1.066	- 1.011	- 1.076
	σ_a^{238}	- 0.101	- 0.096	- 0.105	- 0.119
	σ_a^{239}	- 60.685	- 63.660	- 65.540	- 69.757
	$(\nu\sigma_f)^{239}$	+ 57.425	+ 60.890	+ 62.907	+ 67.033
	σ_a^{240}	- 1.485	- 1.726	- 2.034	- 2.590
	σ_a^{241}	- 1.223	- 1.144	- 1.036	- 0.907
	$(\nu\sigma_f)^{241}$	+ 1.316	+ 1.193	+ 1.039	+ 0.847
	Total	- 5.049	- 4.798	- 5.010	- 5.734
Gaine	σ_a^{Zr}	+ 0.017	+ 0.010	+ 0.007	+ 0.004
	f_g	+ 0.006	- 0.001	- 0.003	- 0.001
	Total	+ 0.023	+ 0.009	+ 0.004	+ 0.003
Modérateur	$\sigma_a^{H_2O}$	+ 0.391	+ 0.243	+ 0.164	+ 0.107
	d_{H_2O}	+ 1.955	+ 3.263	+ 4.199	+ 5.488
	f_m	+ 0.254	+ 0.144	+ 0.101	+ 0.124
	Total	+ 2.600	+ 3.650	+ 4.464	+ 5.719
Total $\simeq \frac{1}{\eta f} \cdot \frac{d(\eta f)}{dT}$		- 2.130	- 1.139	- 0.542	- 0.012

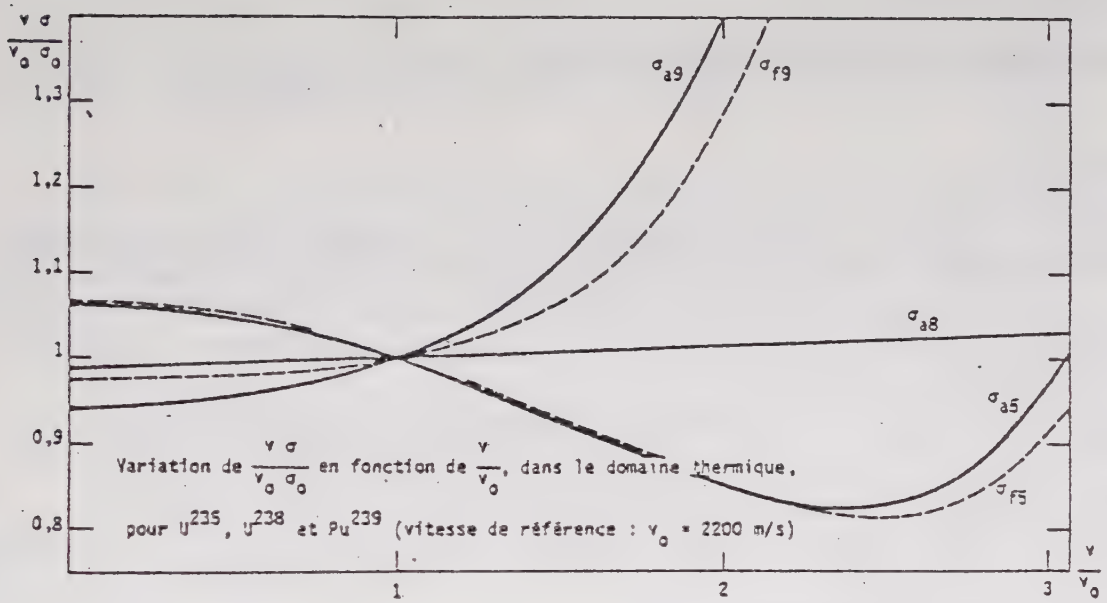


Figure III.1 - [22]

- Les effets liés à la gaine (Zircaloy 4) sont faibles dans toutes les configurations.

- Signalons enfin que la contribution des effets de spectre thermique au coefficient de température (effet sur η) est à peu près indépendante de la température à l'inverse de celle des effets de densité d'eau qui croît rapidement avec la température.

3. ANALYSE DE LA CONTRIBUTION DES EFFETS DE FUITES AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE

3.1. Formalisme utilisé

En distinguant les effets du k_∞ et les effets de fuites, on peut écrire :

$$k_{eff} = k_\infty . P$$

P étant la probabilité antifuite totale, qui peut se décomposer en un produit de deux probabilités antifuites l'une dans le domaine rapide P_r et l'autre dans le domaine thermique P_{th}.

$$P = P_r . P_{th}$$

d'où :

$$k_{eff} = k_\infty . P_r . P_{th}$$

Ce qui donne par différentiation :

$$\frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT} = \frac{1}{k_\infty} \frac{dk_\infty}{dT} + \frac{1}{P_r} \cdot \frac{dP_r}{dT} + \frac{1}{P_{th}} \cdot \frac{dP_{th}}{dT}$$

D'autre part dans le modèle à un groupe :

$$k_{eff} = k_\infty / (1 + M^2 B^2)$$

Cette relation donne par différentiation :

$$\cdot \frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{d_{keff}}{dT} = \frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dM^2}{dT} - \frac{M^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dB^2}{dT}$$

Or, nous pouvons négliger en première approximation la variation de B^2 avec la température, d'où :

$$\frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT} = \frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dM^2}{dT}$$

Les effets de k_∞ ont été analysés, nous allons donc nous intéresser ici uniquement aux effets de fuites. Ainsi en introduisant les notions classiques de l'âge τ et de longueur de diffusion L tels que : $M^2 = \tau + L^2$, on peut écrire :

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT} \simeq - \left(\frac{M^2 B^2}{1+M^2 B^2} \right) \cdot \left[W_{L^2} \cdot \left(\frac{1}{L^2} \cdot \frac{dL^2}{dT} \right) + W_\tau \cdot \left(\frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} \right) \right]$$

Avec :

$$W_{L^2} = \frac{L^2}{M^2} \quad \text{et} \quad W_\tau = \frac{\tau}{M^2}$$

W_{L^2} et W_τ sont donc les poids associés aux effets de température respectivement sur l'aire de diffusion et sur l'âge τ.

On voit donc qu'un facteur multiplicatif dépendant de B^2 permet de passer des variations relatives avec la température de ces deux paramètres, pondérées par leurs poids respectifs, à leurs contributions au coefficient de température de la cellule. Ces contributions dépendent donc du laplacien, donc du type du réacteur considéré (réacteur de puissance de grande taille ou réacteur expérimental, de dimensions réduites).

3.2. Application aux cellules PWR étudiées dans CREOLE

Nous présentons tout d'abord dans le tableau 7, ci-après les valeurs calculées des paramètres M^2, τ et L^2 pour les différentes cellules étudiées dans CREOLE et ceci pour plusieurs températures entre 20°C et 300°C.

On constate sur ce tableau que les valeurs de τ pour ces différentes cellules sont très voisines, alors que l'aire de diffusion de la cellule UO_2-PuO_2 est environ deux fois plus petite que celle des cellules UO_2, du fait de la plus forte absorption du Plutonium dans le domaine thermique.

TABLEAU III.7

Cellules UO_2							Cellule UO_2-PuO_2			
Température °C	Sans bore			Avec 1200 ppm de bore			Température °C	3.2 %, sans bore		
	L^2	τ	M^2	L^2	τ	M^2		L^2	τ	M^2
20	2.65	35.52	38.17	2.38	34.26	36.64	20	1.32	36.75	38.07
115	3.11	37.90	41.01	2.78	36.60	39.38	130	1.45	39.73	41.18
190	3.60	41.59	45.19	3.23	40.24	43.47	200	1.57	43.61	45.18
245	4.09	45.89	49.98	3.68	44.43	48.11	254	1.70	48.30	50.00
290	4.66	51.49	56.15	4.23	50.03	54.26	296	1.86	54.14	56.00

Dans les tableaux 8, 9 et 10 nous présentons les contributions des fuites rapides et thermiques au coefficient de température pour les cellules UO_2 sans et avec bore et UO_2-PuO_2 repectivement. Ces contributions sont calculées dans deux situations extrêmes en ce qui concerne le laplacien : cas d'un réacteur de puissance de grande taille PWR (900 MWe) avec un laplacien associé : $B^2 \simeq 9.10^{-4}$ cm^{-2} (correspondant au niveau de fuite du cycle à l'équilibre) et cas de l'expérience CREOLE dont le laplacien associé est environ dix fois celui d'un PWR (fuites importantes).

TABLEAU III.8

CONTRIBUTIONS DES EFFETS DE FUITES AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE - CELLULE UO_2 SANS BORE

	$\frac{1}{P_{th}} \cdot \frac{dP_{th}}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{Pr} \cdot \frac{dPr}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT}$ (pcm/°C)	
Laplacien associé →	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR
20°C - 115°C	- 3.141	- 0.422	- 16.197	- 2.174	- 19.338	- 2.596
115°C - 190°C	- 4.126	- 0.565	- 31.008	- 4.249	- 35.134	- 4.814
190°C - 245°C	- 5.405	- 0.762	- 47.813	- 6.737	- 53.218	- 7.500
245°C - 290°C	- 7.441	- 1.082	- 73.382	- 10.668	- 80.823	- 11.750

TABLEAU III.9

CONTRIBUTIONS DES EFFETS DE FUITES AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE - CELLULE UO_2 AVEC 1200 PPM DE BORE

	$\frac{1}{P_{th}} \cdot \frac{dP_{th}}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{P_r} \cdot \frac{dP_r}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT}$ (pcm/°C)	
Laplacien associé →	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR
20°C - 115°C	- 3.234	- 0.367	- 18.788	- 2.090	- 22.022	- 2.457
115°C - 190°C	- 4.205	- 0.518	- 34.172	- 4.209	- 38.377	- 4.727
190°C - 245°C	- 5.120	- 0.708	- 47.458	- 6.561	- 52.578	- 7.269
245°C - 290°C	- 6.735	- 1.049	- 68.656	- 10.695	- 75.391	- 11.744

TABLEAU III.10

CONTRIBUTIONS DES EFFETS DE FUITES AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE - CELLULE UO_2-PUO_2

	$\frac{1}{P_{th}} \cdot \frac{dP_{th}}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{P_r} \cdot \frac{dP_r}{dT}$ (pcm/°C)		$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT}$ (pcm/°C)	
Laplacien associé →	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR	CREOLE	PWR
20°C - 130°C	- 0.697	- 0.096	- 16.918	- 2.342	- 17.615	- 2.438
130°C - 200°C	- 1.061	- 0.149	- 34.056	- 4.799	- 35.117	- 4.948
200°C - 254°C	- 1.471	- 0.213	- 51.566	- 7.478	- 51.574	- 7.691
254°C - 296°C	- 2.058	- 0.322	- 76.198	- 11.916	- 78.256	- 12.238

L'analyse de ces résulats montre que les effets de fuites ne varient pratiquement pas d'une cellule à l'autre ; en effet ces effets sont essentiellement conditionnés par l'âge τ qui ne dépend que de la concentration de l'eau (ralentissement élastique) et de la teneur en ^{238}U (ralentissement inélastique) dans la cellule.

La contribution des effets de fuites au coefficient de température, dépend de la valeur du laplacien qui leur est associé, pour représenter le niveau de fuites dans le réacteur considéré. Dans les résultats que nous avons présentés, nous avons considéré deux cas extrêmes intéressants :

- Cas de l'expérience CREOLE : dans ce cas le poids des fuites est très important (réacteur de petite taille) et leur effets, constituent la contribution essentielle au coefficient de température.

- Cas d'un réacteur PWR (900 MWe) : dans ce cas le poids des fuites est extrèmement atténué par l'importance de la taille du réacteur, et la contribution de leurs effets au coefficient de température est assez faible.

DEUXIEME PARTIE

DESCRIPTION, REALISATION ET INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE CREOLE

Les expériences réalisées dans CREOLE ont pour objectif de mesurer les effets en réactivité liés à la variation de la température et de la densité du modérateur dans les réseaux à eau ordinaire du type PWR, utilisant du combustible à oxyde d'Uranium ou à oxyde mixte d'Uranium-Plutonium.

Etant donné la complexité des phénomènes physiques, il est nécessaire de réaliser plusieurs types de mesures dans le but de séparer les différents effets ; c'est ainsi que les mesures suivantes ont été effectuées :

- Etude des effets de température entre 20°C et 300°C pour une configuration avec du combustible UO2-PuO2.

- Etude de la variation du rapport de modération à froid, par l'intermédiaire des surgaines.

- Mesures des effets intégraux de température modérateur par équivalence avec l'effet du bore soluble.

- Etude du coefficient de température différentiel entre : 20°C et 300°C, dans un réseau UO_2 avec et sans bore.

- Enfin, des mesures de distributions axiales et radiales de puissance qui permettent de contrôler la validité des calculs du coeur.

L'ensemble de ces mesures a été réalisé pour une portion de réseau PWR placée au centre du réacteur EOLE et entourée d'un coeur nourricier.

L'interprétation de ces mesures a nécessité la mise au point d'un schéma de calcul complexe pour prendre en compte correctement, les fuites axiales et le couplage entre la grappe centrale et le coeur nourricier. En effet, ces problèmes sont rendus plus délicats par la présence d'une zone vide entre la grappe et le coeur nourricier.

Nous présentons dans cette partie les différentes mesures qui ont été réalisées et leur interprétation effectuée par un schéma de calcul, fondé sur l'utilisation de la théorie du transport et sur la bibliothèque des sections efficaces recommandée du code APOLLO. Les écarts expérience-calcul qui ont été obtenus sur le coeur sont analysés et nous présentons la transposition de ces écarts au réseau expérimental type PWR.

CHAPITRE IV

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE CREOLE - METHODES EXPERIMENTALES ET MESURES REALISÉES

La réalisation de l'expérience CREOLE a nécessité la construction d'une boucle expérimentale pouvant contenir jusqu'à 200 crayons combustibles du type PWR et permettant d'atteindre des conditions de fonctionnement proches de celles d'un réacteur PWR : entre 20°C et 300°C pour la température et jusqu'à 120 bars pour la pression.

L'enceinte pressurisée qui contient la zone de mesures est située au centre du réacteur EOLE ; le coeur nourricier qui l'entoure (réseau UO_2 à barreaux enrichi à 3,5%) est placé dans les conditions ambiantes de température et de pression.

Les effets en réactivité liés aux variations de température ou de densité d'eau dans la boucle sont mesurés par la variation de la taille critique du coeur nourricier ou par divergence. Ces mesures sont complétées par des mesures de distributions de taux de réactions réalisées par spectrométrie gamma ou par chambres à fission.

1. DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'EXPERIENCE CREOLE

1.1. Caractéristiques générales du réacteur EOLE

Le réacteur EOLE est constitué par une cuve de 2,3 m de diamètre et de 3 m de hauteur en AG3 qui repose sur un tabouret de graphite.

Le fond de la cuve est muni d'un trou de 500 mm obturable permettant le passage d'une boucle expérimentale et des tuyaux permettant le remplissage du modérateur de la boucle ou du coeur nourricier.

Le haut de la cuve est surmonté d'une virole en acier inoxydable contenant les supports où sont accrochés les structures internes.

Les barres de commande (sécurité, compensation et pilotage) sont accrochées à des treuils au-dessus de la virole et peuvent occuper différentes positions dans la zone nourricière.

Des murs et des dalles en béton entourent la cuve constituant la protection biologique.

L'accès à la cuve se fait par le dessus grâce à deux dalles roulantes recouvrant le réacteur lorsqu'il est en fonctionnement.

Sous le réacteur se trouve une crypte qui pour l'expérience CREOLE a été utilisée pour mettre toutes les parties hors coeur de la boucle sous pression.

Au centre de la cuve est placée la boucle CREOLE et le coeur nourricier.

En fonctionnement normal, la cuve est remplie d'eau juste au-dessus des assemblages combustibles (le nombre d'assemblages ou d'éléments combustibles de la zone nourricière est ajusté pour une bonne détermination de la taille critique).

Un schéma de l'ensemble est donné sur la figure 3.

Le coeur du réacteur comprend essentiellement les parties suivantes :

- au centre la zone expérimentale qui contient la grappe combustible étudiée, la virole de remplissage et le tube de force.

- à l'extérieur la zone nourricière et le réflecteur constitué par l'eau dans la cuve.

- entre le coeur nourricier et la zone expérimentale est placée une deuxième enceinte en aluminium appelée tube de sécurité ; son rôle est double :

  . permettre de créer un vide entre la zone expérimentale et le coeur nourricier, limitant ainsi les pertes calorifiques.

  . créer une protection pour le coeur nourricier en cas de rupture de la boucle.

La figure 1 donne une coupe horizontale du coeur.

1.2. Description de la zone expérimentale

Cette zone de mesures contient :

- un doigt de gant en zircaloy 4 au centre, de 9,8 mm de diamètre intérieur et de 1 mm d'épaisseur, permettant d'effectuer des mesures de distributions axiales de taux de fissions par chambre à fission.

- une zone combustible contenant un réseau de 200 crayons UO_2 ou UO_2-PUO_2 selon la configuration étudiée et 4 tirants en zircaloy 4 ; le pas du réseau est de 1,26 cm.

Dans le cas du réseau UO_2 - PUO_2, cette zone contient deux combustibles d'enrichissements différents :

. la zone centrale contient 80 crayons combustibles enrichis à 3,2% en Plutonium fissile.

Coupe horizontale du cœur

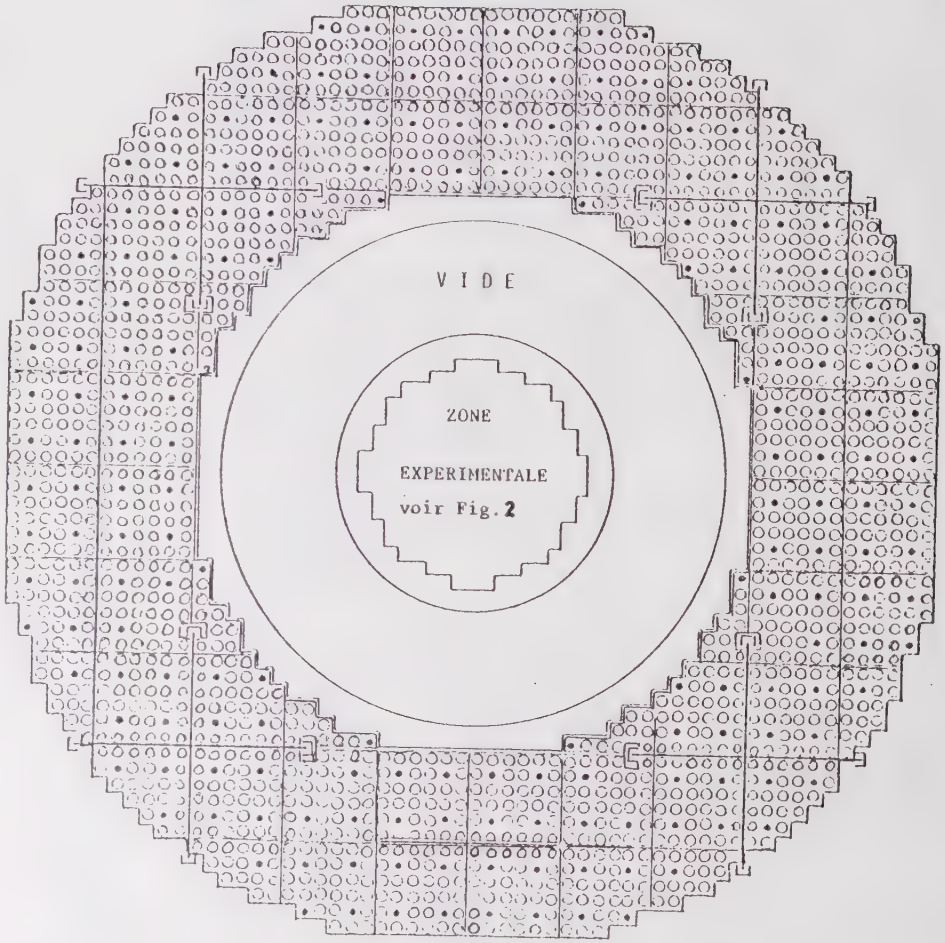


fig : IV.1

Coupe horizontale de la zone expérimentale

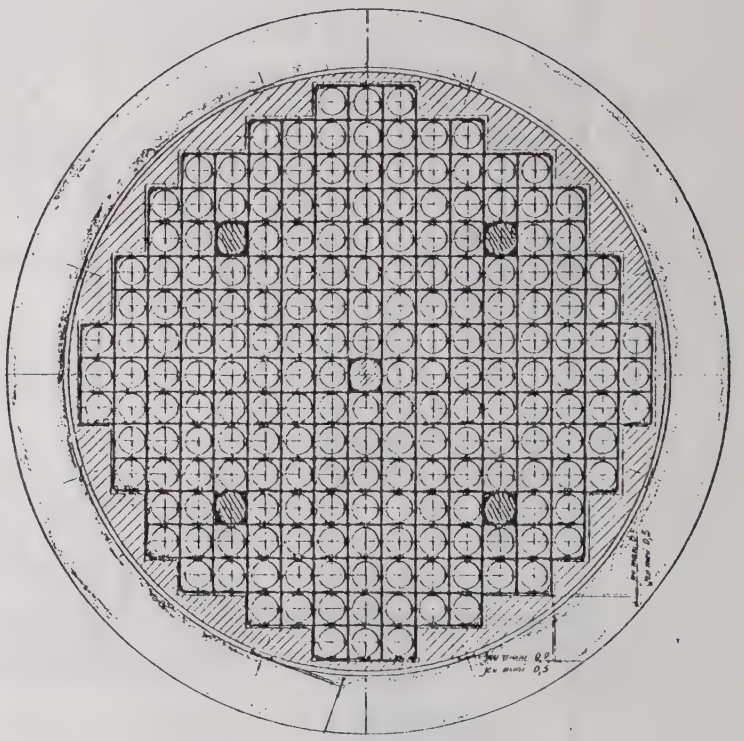
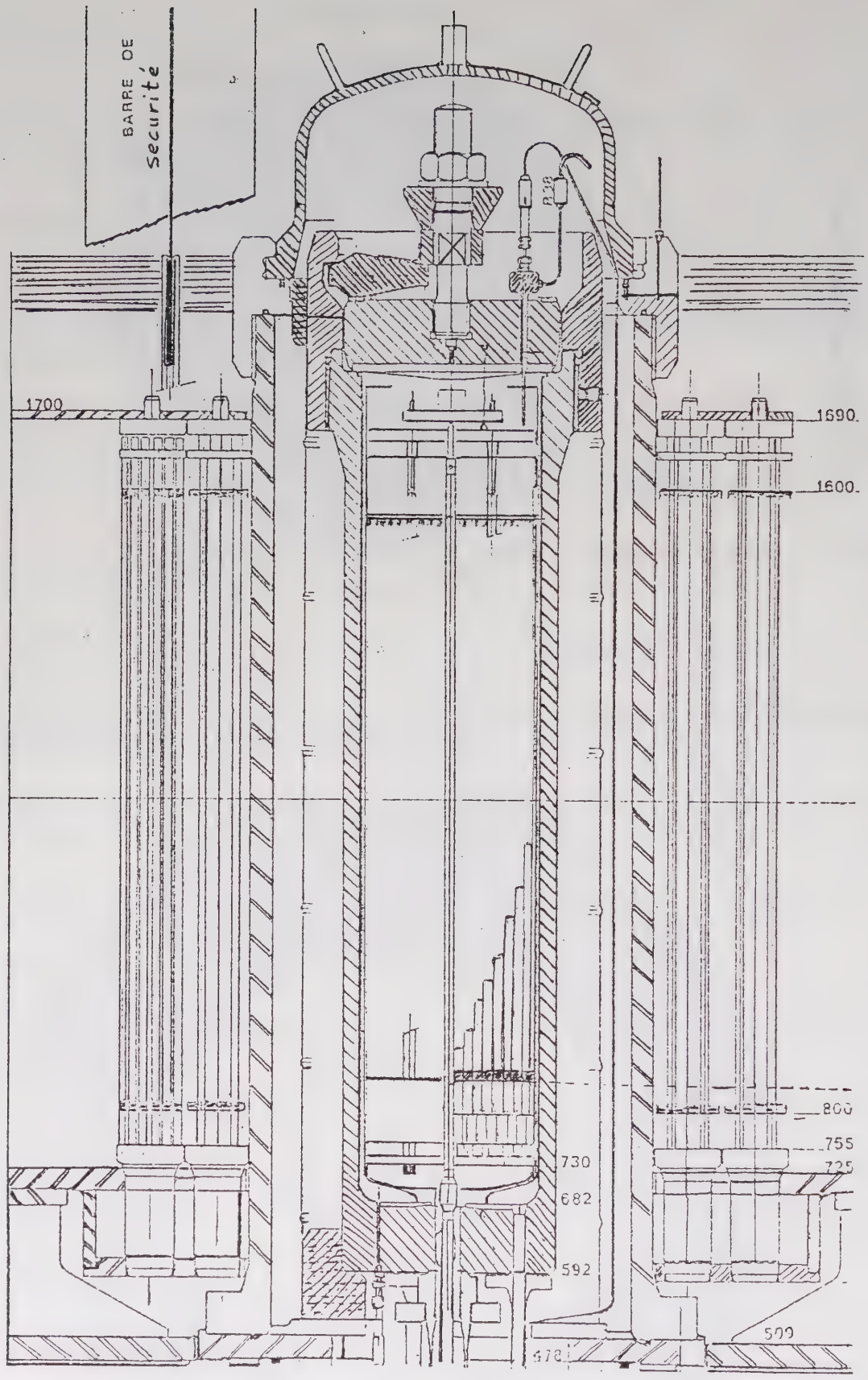


fig: IV.2



CREOLE : Coupe longitudinale de la pile

(boucle et cœur nourricier)

Figure IV.3

. la zone périphérique contenant 120 crayons est enrichie à 2% en Plutonium fissile.

- Une virole de remplissage en zircaloy ayant un contour intérieur en marches d'escalier, permettant d'obtenir le bon rapport de modération pour les cellules périphériques de la grappe combustible.

- Le tube de force en Zircaloy 4 qui forme l'enceinte pressurisée pouvant résister à des fortes pressions allant jusqu'à 120 bars.

- Entre le tube de force et la virole de remplissage un espace est laissé libre de façon à assurer la circulation d'eau dans la grappe combustible.

Une coupe horizontale de cette zone est présentée sur la figure 2.

1.3. Description du coeur nourricier

Le coeur nourricier est formé par des paniers appelés assemblages combustibles, ces assemblages contiennent 36 cellules élémentaires ayant un pas carré de 1.43 cm. Son contour intérieur épouse la forme en marches d'escalier du tube de sécurité, la cylindrisation de ce contour conduit à un rayon intérieur de 26,465 cm. Les dimensions extérieures du coeur nourricier sont ajustables en fonction des configurations étudiées dans la zone expérimentale. Sur les 36 cellules élémentaires que contiennent les assemblages combustibles, 32 sont des cellules combustibles (UO_2 enrichi à 3,5%) et 4 sont des cellules associées aux tirants en AG3.

Les assemblages combustibles sont de deux types :

- Les assemblages standards contenant 32 crayons combustibles gainés en AG3 et possédant 4 tirants en AG3.

- Les assemblages spéciaux ; ce sont les assemblages qui jouxtent les barres cruciformes de sécurité et la plaque de pilotage, qui sont légèrement différents des assemblages standards ; ils contiennent toutefois 32 crayons combustibles, mais certains de ces crayons ont une gaine moins épaisse en Inox afin de permettre le passage des barres de sécurité et de pilotage (voir figure 1).

La figure 3 donne une coupe verticale du réacteur ; les réflecteurs axiaux de la zone expérimentale et de la zone nourricière sont composés de structures respectivement en Zircaloy 4 et en Aluminium diluées dans l'eau. La hauteur active des crayons combustibles est de 70 cm dans la zone expérimentale et de 80 cm dans le coeur nourricier.

2. METHODES EXPERIMENTALES ET MESURES REALISEES

2.1. Configurations expérimentales

Les mesures ont été réalisées dans les trois principales configurations suivantes :

a) Configuration UO2-PuO2 : dans cette configuration la boucle centrale est occupée par 200 crayons combustibles UO2-PuO2, dont 80 enrichis à 3.2% placés au centre et 120 enrichis à 2% en périphérie.

b) Configuration UO2 de référence : dans cette configuration la boucle centrale est occupée par 200 crayons combustibles UO_2, enrichis à 3.1%.

c) Configuration UO2 avec 1200 ppm de bore : la boucle est chargée par le même combustible que la configuration b), mais le modérateur est empoisonné avec une concentration de 1200 ppm de bore.

2.2. Types de mesures réalisées

On peut classer les mesures réalisées, en deux principales catégories :

2.2.1. Mesures de distributions de taux de fissions

Des mesures de distributions des taux de fissions axiales et radiales ont eu lieu dans les différentes configurations et à différentes températures. Les mesures radiales ont été effectuées par la spectrométrie gamma en utilisant la méthode intégrale et la méthode du Strontium. Nous rappelons ci-dessous le principe de ces deux méthodes :

- La méthode intégrale : elle consiste à compter l'activité des gammas des produits de fission, émis par les crayons combustibles irradiés, au dessus d'un seuil de 511 keV ; on élimine ainsi les gammas émis par les produits de capture.

- La méthode du strontium : dans cette méthode, on compte le pic à 1,38 MeV émis lors de la décroissance de ^{92}Sr. Cette méthode permet en particulier de recaler entre elles les mesures effectuées par la méthode intégrale dans les deux zones UO_2-PuO_2 d'enrichissements 2% et 3,2%.

Les mesures axiales sont effectuées soit par spectrométrie gamma (méthode intégrale), soit par chambre à fission dans le doigt de gant au centre de la boucle.

Les différentes mesures de distributions de taux de fissions réalisées ont pour but essentiel de qualifier le schéma de calcul du coeur.

2.2.2. Mesures des effets en réactivité

a) Principe et méthode de mesure :

A l'arrêt la cuve du réacteur dans laquelle se trouvent la boucle et le coeur nourricier ne contient pas d'eau. La criticité du réacteur est obtenue en faisant, à l'aide d'une pompe, monter l'eau dans la cuve.

Pour une configuration de grappe dans la zone expérimentale et des conditions de fonctionnement définies (température et pression) on recherche un chargement du coeur nourricier permettant, avec le réacteur "noyé" c'est à dire avec un niveau de l'ordre de 300 mm au-dessus du niveau haut du combustible, d'avoir une configuration légèrement surcritique (entre 100 et 300 pcm environ), toutes barres de contrôle et de sécurité étant en position haute.

La surcriticité du réacteur est mesurée par divergence coeur "noyé" barres en position haute.

Pour les mesures des effets liés à la variation des conditions de la boucle (variations de température, variation de rapport de modération ...) deux cas se présentent :

La variation entraîne sur le coeur un effet ne dépassant pas 300 pcm environ. Dans ces conditions la mesure peut être réalisée à chargement constant du coeur nourricier, par la technique du temps de doublement.

Par contre, si la variation entraîne un effet trop grand, il est nécessaire de modifier la taille de la zone nourricière. L'effet dû à la variation est déduit de cette modification (en tenant compte bien entendu de la surcriticité de la configuration initiale et la configuration modifiée).

Le passage de la variation de taille critique à la variation de temps de doublement est effectué à partir des mesures de recalage entre les différents chargements lors des mesures en température.

b) Les mesures différentielles :

Des mesures de variations continues de la réactivité avec la température ont eu lieu dans les différentes configurations de mesure.

Dans les deux premières configurations de mesure (UO_2-PuO_2 et UO_2 sans bore), l'importance de la perte de réactivité entre 20°C et 300°C ne permet pas de couvrir l'ensemble de ce domaine de températures avec le même chargement du coeur nourricier ; les mesures ont donc été effectuées en quatre paliers correspondant approximativement aux températures limites suivantes :

20 °C - 120°C : 1er palier
120°C - 190°C : 2ème palier
190°C - 250°C : 3ème palier
250°C - 300°C : 4ème palier.

Pour chacun de ces paliers correspond donc un chargement particulier du coeur nourricier. Plusieurs mesures de réactivité en fonction de la température sont effectuées dans chaque palier par la méthode de divergence ; en outre, des mesures de recalage entre les différents paliers ont également été réalisées. Par contre dans la configuration (c) (UO_2 avec 1200 ppm du bore), toutes les mesures de variations de réactivité avec la température sont effectuées avec le même chargement du coeur nourricier, en effet la perte de réactivité entre 20°C et 300°C est très faible dans cette configuration, ce qui a permis de réaliser toutes les mesures en un seul palier.

c) Les mesures intégrales

Pour confirmer les résultats des mesures différentielles des effets de température décrites plus haut ; on a réalisé des mesures intégrales de l'effet en réactivité globale entre chaud et froid par équivalence avec l'effet du bore dans le modérateur. D'autre part, dans le but de séparer les effets liés à la variation du spectre avec la température, des effets liés à la variation de la densité d'eau ; il y a eu des mesures d'effets en réactivité en présence de surgaines en aluminium de différentes épaisseurs.

i) Etalonnage de l'effet de température intégral par le bore : afin d'avoir une équivalence entre l'effet de température et l'effet du bore dans le modérateur à froid, on a déterminé pour les deux configurations (a) et (b) la concentration du bore, dans le cas du chargement du coeur nourricier correspondant au dernier palier (250°C - 300°C), donnant une perte de réactivité équivalente à l'effet de température entre 20°C et 300°C.

ii) Mesures des effets de densité d'eau : pour simuler les effets liés à la variation de la densité d'eau, des mesures d'effets en réactivité en présence de surgaines en aluminium ont eu lieu dans les deux premières configurations (a) et (b). Dans la configuration (a) trois types de surgaines ont été utilisées permettant une variation de la densité d'eau entre 0.6 g/cm^3 et 1.g/cm^3, par contre seules les surgaines les plus épaisses ont pu être utilisées dans la configuration (b).

CHAPITRE V

DEVELOPPEMENT D'UN SCHEMA DE CALCUL POUR L'INTERPRETATION DE L'EXPÉRIENCE CREOLE

Nous avons développé un schéma de calcul pour l'interprétation de l'expérience CREOLE, dont l'idée directrice est d'éviter d'introduire dans l'interprétation des expériences, des erreurs appréciables liées uniquement au schéma de calcul. Ce schéma de calcul est basé sur l'utilisation du code APOLLO pour le calcul du spectre et pour le calcul des constantes des différents milieux physiques de la pile, et sur l'utilisation du code de transport à deux dimensions DOT [23] en géométrie R-Z pour effectuer les calculs du coeur.

L'utilisation de la théorie du transport pour les calculs du coeur a été motivée par plusieurs raisons, notamment la présence dans CREOLE d'une grosse cavité vide qui crée un important effet de "streaming", l'importance des fuites radiales et axiales du fait de la faible taille du réacteur, et enfin la présence de plusieurs types d'interfaces. Ces différents phénomènes sont en effet assez mal pris en compte par la théorie de la diffusion.

1. CALCUL DES CONSTANTES NEUTRONIQUES

1.1. Principe d'obtention des constantes neutroniques

L'obtention des constantes neutroniques des différents milieux physiques du réacteur se fait en deux principales étapes : l'homogénéisation des différentes zones du réacteur et la condensation des constantes homogénéisées à un nombre restreint de groupes d'énergie. Nous détaillons ci-dessous la procédure utilisée :

- La première étape consiste à effectuer un calcul de la cellule ou du motif multicellule répétitif par le code APOLLO pour chaque milieu physique du réacteur ; ce calcul permet d'une part de déterminer les propriétés neutroniques du milieu considéré étendu à l'infini, d'autre part il permet de constituer avec la directive de sortie 'Homoge' deux bibliothèques de sections efficaces macroscopiques représentant le milieu homogénéisé, dont l'une contient les termes de fuites axiales.

- L'étape suivante consiste à effectuer un calcul du coeur en géométrie cylindrique à une dimension par le code APOLLO, avec le maillage standard à 99 groupes d'énergie. Les différents milieux physiques du réacteur sont représentés dans ce calcul par les "isotopes" homogènes qui leur correspondent et qui prennent en compte les fuites axiales.

Pour tenir compte des fuites axiales dans le vide, celui-ci a été représenté par un corps uniquement absorbant dont la section d'absorption moyenne, indépendante de l'énergie a été obtenue par l'utilisation d'un formalisme analytique simple (cf. § V.4). Le calcul prend directement en compte les fuites radiales du fait que nous décrivons explicitement la géométrie radiale du coeur et que des albedos précis sont imposés à la limite du réflecteur (cf. & V.2.4). Ce calcul permet d'obtenir un spectre réaliste en tout point du coeur ; celui - ci est utilisé pour condenser, par la procédure KERA du code APOLLO; les bibliothèques de sections efficaces de chaque milieu homogénéisé, avec et sans fuites axiales, de 99 à un petit nombre de groupes d'énergie. Ainsi nous arrivons à constituer deux bibliothèques de sections efficaces macroscopiques homogénéisées et condensées : Une de ces bibliothèques est destinée aux calculs du coeur à une dimension, dans ce cas les sections d'absorption incluent les termes de fuites axiales ; l'autre bibliothèque ne possédant pas de termes de fuites est destinée aux calculs du coeur à deux dimensions en géométrie (RZ).

1.2. Cas particulier des réflecteurs

Dans le cas des milieux réflecteurs, les constantes neutroniques sont obtenues par la procédure suivante :

- Les constantes du réflecteur axial sont obtenues par un calcul APOLLO en géométrie plane de l'interface coeur-réflecteur donnant le spectre à 99 groupes en tout point du réflecteur ; celui-ci est utilisé pour homogénéiser et condenser en énergie les constantes du réflecteur.

- Les constantes du réflecteur radial sont obtenues à partir du calcul APOLLO radial du coeur à 99 groupes d'énergie, en même temps que les constantes des autres milieux du coeur.

1.3. Stratégie des zones tampons

Rappelons que dans les calculs du coeur effectués avec un faible nombre de groupes d'énergie, le spectre n'est recalculé que d'une manière approximative ; or les variations de spectre au voisinage des différentes interfaces sont importantes, en particulier l'interface coeur-réflecteur. La section condensée qui prend en compte le spectre détaillé varie donc à l'intérieur de chacun de ces milieux ; il est donc nécessaire d'assigner plusieurs bibliothèques de sections efficaces à un même milieu homogène. Cette stratégie de zones tampons a été appliquée à l'interface coeur nourricier-réflecteur radial et aux réflecteurs axiaux.

2. OPTIMISATION DU CALCUL DE COEUR

Cette étude a pour but d'optimiser la discrétisation des différentes variables : espace, énergie, direction, intervenant dans l'équation de Boltzmann, résolue par la méthode S_n dans le code DOT.

$$\vec{\nabla} .(\vec{\Omega}\ \psi) + \Sigma_t\ .\ \psi = S(\vec{r},\ v,\ \vec{\Omega})$$

Nous avons donc cherché à définir pour chacune de ces variables le maillage optimal de façon à aboutir à un calcul des coeurs couplés qui soit à la fois suffisamment précis pour les calculs d'interprétation et économique. En effet le nombre important de calculs à effectuer et leurs coûts élevés, rend nécessaire de bien optimiser le calcul du coeur.

Le critère adopté pour définir une discrétisation optimale et cohérente pour chacune des variables, est le suivant : l'erreur introduite par chaque découpage sur la valeur propre doit rester inférieure à quelques centaines de pcm (environ 300 pcm). Ce critère est sensiblement équivalent à un critère limitant l'erreur introduite sur le flux local à 1%.

Pour définir la discrétisation optimale associée à chaque variable nous avons procédé de la manière suivante :

- Nous effectuons un calcul de référence où la variable concernée est très finement découpée.

- Nous définissons par approximations successives des maillages de plus en plus grossiers, jusqu'à obtenir une solution qui satisfasse en tout point les critères énoncés précédemment.

Les calculs de coeur sont souvent réalisés pour interpréter des effets différentiels ; les résultats sont alors utilisés en relatif, et c'est la précision avec laquelle on calcule l'écart de réactivité entre deux configurations qui devient fondamentale. Nous avons estimé cette précision sur l'effet particulier qui nous concerne : nous avons choisi comme exemple une variation de température sur la boucle CREOLE de 20 à 300°C (réseau UO_2 sans bore). Les calculs effectués avec les discrétisations de l'espace de phase définies dans les paragraphes ci-dessous engendrent une erreur inférieure à 1% sur l'écart de réactivité déduit de deux calculs de référence. Ceci correspond à une erreur de 0,3 pcm/°C sur le coefficient de température modérateur du réseau expérimenté.

2.1. Etude de la condensation en énergie

Le problème est de déterminer le nombre de groupes d'énergie nécessaire dans les calculs du coeur (DOT) de façon à traiter correctement les variations de spectre.

CREOLE est une expérience qui présente une grande hétérogénéité de propriétés neutroniques dans le sens radial (présence de plusieurs interfaces entre des milieux de composition différente) ; par contre seul l'interface coeur-réflecteur est rencontré dans le sens axial. Il est donc clair que les problèmes de variations de spectre sont des problèmes radiaux qui peuvent être traités par un calcul à une dimension en géométrie cylindrique. Ceci nous permet donc d'utiliser directement le code APOLLO pour effectuer cette étude de la condensation en énergie.

2.1.1. Maillages en énergie étudiés

Le maillage de référence est celui qui correspond au maillage standard à 99 groupes du code APOLLO. Pour effectuer cette étude, nous avons commencé par tester les différentes condensations déjà utilisées à savoir :

a) Le maillage à 30 groupes :

Ce maillage a été proposé [24] pour effectuer des calculs de cellule en évolution, il présente la particularité de tenir compte d'une manière explicite des résonances du Plutonium et de ^{238}U. Le maillage à 30 groupes se compose de 3 groupes rapides, de 11 groupes épithermiques et de 16 groupes thermiques.

b) Le maillage à 8 groupes :

Ce maillage a souvent été utilisé dans les calculs de coeur (DOT RZ et XY) [25], il se compose d'un groupe rapide, de 3 groupes épithermiques et de 4 groupes thermiques.

c) Le maillage à 5 groupes :

Ce maillage est peu différent du maillage à 4 groupes habituel utilisé en théorie de la diffusion. La présence d'un groupe supplémentaire dans ce maillage est due au fait qu'il est nécessaire de respecter la coupure thermique d'APOLLO (E = 2,77 eV) dans la procédure de condensation KERA du code APOLLO. Ce maillage contient 1 groupe rapide, 2 groupes épithermiques et 2 groupes thermiques.

Remarque : la coupure thermique adoptée est celle du code APOLLO : E = 2,77 eV.

2.1.2. Procédure de calcul utilisée

Nous exposons ci-dessous les différentes étapes de la procédure de calcul que nous avons adopté pour tester les différents maillages :

a) La première étape consiste à effectuer un calcul de cellule par APOLLO pour chaque milieu physique du réacteur, ce calcul permet de constituer avec la directive de sortie "HOMOGE", deux isotopes ayant les propriétés du milieu homogénéisé dont l'un contient les fuites axiales.

b) Nous effectuons ensuite un calcul de coeur par le code APOLLO, en géométrie cylindrique avec le maillage standard à 99 groupes d'énergie, dans lequel chaque milieu est représenté par l'isotope homogène qui lui correspond et qui prend en compte les fuites axiales (coefficient de diffusion et Laplacien géométrique propre à ce milieu).

c) Ce calcul effectué avec la taille critique du coeur constitue alors le calcul de référence. Les flux par point d'espace et par groupe d'énergie et les probabilités de collision ainsi calculés sont stockés sur fichier et recopiés sur bande magnétique (procédure "ECRIT" du code APOLLO).

d) En utilisant les flux précédemment calculés et conservés sur bande nous procédons à la création d'un isotope condensé pour chaque milieu physique par la procédure KERA, et ceci pour chacun des trois maillages à tester (30, 8 et 5 groupes).

e) L'étape suivante consiste à refaire le calcul du coeur avec les nouvelles bibliothèques condensées et la géométrie du calcul de référence à 99 groupes. Les résultats de ces différents calculs (flux, taux de réactions, spectre) sont ensuite comparés à ceux du calcul de référence.

f) Ces comparaisons vont nous permettre de juger les performances de chaque maillage testé ; dans le cas où aucun de ces trois maillages ne s'avère pleinement satisfaisant, nous définirons un nouveau maillage plus optimisé.

2.1.3. Résultats de l'étude

La mise en oeuvre de la procédure définie ci-dessus nous conduit après de nombreux tests [26] aux conclusions suivantes :

Nous avons montré que le maillage à 30 groupes est surabondant pour ce calcul du coeur ; en revanche le maillage classique à 5 groupes est franchement insuffisant. Le maillage habituel à 8 groupes améliore nettement les résultats par la présence de deux groupes entre : 0.625 eV et 0. Néanmoins, nous avons montré que le découpage dans le domaine thermique reste insuffisant, (problèmes d'interface coeur-réflecteur) ce qui nous a amené à définir et à adopter un nouveau maillage à 10 groupes d'énergie, dont les limites inférieures d'énergie sont les suivantes :

1 groupe rapide	:	0,9 MeV		
3 groupes épithermiques	:	5 KeV	55.59 eV	2.77 eV
6 groupes thermiques	:	1.305 eV	0.625 eV	0.352 eV
		0.22 eV	0.134 eV	1.1×10^{-4} eV

Cette condensation conduit à une surestimation de l'ordre de 300 pcm du keff calculé du coeur ; les erreurs introduites sur les distributions du flux sont inférieures à 1%. Le choix du découpage du domaine thermique permet de traiter correctement les configurations à oxydes mixtes Uranium-Plutonium par la description explicite de la résonance thermique du ^{239}Pu à 0.3 eV.

2.2. Etude de la discrétisation spatiale

Le but de cette étude est de définir le maillage optimal en espace dans la géométrie cylindrique à deux dimensions RZ. Pour pouvoir mener cette étude par des calculs simples à une dimension, nous avons admis le principe de découplage des variables R et Z. Le maillage radial, à utiliser dans le calcul des interfaces, des milieux "homogènes" successifs (zone expérimentale, structures Zirconium, vide, structures Aluminium, zone nourricière, réflecteur eau), a été défini sur une étude DOT R. En ce qui concerne le maillage axial, le problème se réduit à l'interface zone fissile-réflecteur, et l'étude a porté essentiellement sur l'optimisation du rapport de la taille des mailles dans la zone "mode fondamental" à la taille des mailles dans les gradients d'interface.

2.2.1. Définition du maillage radial

Ce maillage doit permettre de calculer avec précision les variations de la forme raidale du flux ; ce profil radial s'établit rapidement dès qu'on s'éloigne de quelques centimètres de l'interface coeur-réflecteurs axiaux. Les calculs tests sont donc effectués à mi-hauteur en géométrie cylindrique. Le calcul DOT de référence utilise un découpage de 148 mailles, pour représenter un coeur de 52 cm de rayon (y compris le réflecteur radial), ce qui correspond à des mailles d'environ 3 mm d'épaisseur dans les milieux multiplicateurs.

Une étude paramétrique présentée dans [27] , fondée sur des calculs tests nous a permis de définir un maillage à 43 mailles qui respecte les critères adoptés : le calcul du coeur effectué avec ce maillage permet de retrouver les résultats du calcul de référence , avec des écarts inférieurs à 1% sur les distributions du flux et des sources et une légère surestimation de la valeur propre d'environ 50 pcm.

Les mailles sont de l'ordre de 1 cm en moyenne ce qui est cohérent avec la limite empirique en $2/\Sigma_{tg}$ souvent adoptée.

2.2.2. Définition du maillage axial

Pour définir le maillage axial, le seul critère de l'erreur locale sur le flux s'avère insuffisant et inadapté : en effet ici, une réduction de la discrétisation conduit à un basculement de la distribution des sources et donc à une erreur sur le taux de fuite axiale. Cette erreur peut s'appréhender au niveau de la valeur correspondante de la hauteur extrapolée, ce qui nous a conduit à synthétiser ces erreurs par l'intermédiaire d'un seul paramètre : l'économie de réflecteur δ.

Par ailleurs, la définition du maillage axial nécessite, dans notre problème spécifique de coefficient de température, la prise en compte d'un critère supplémentaire lié à la variation de la température du réflecteur axial de la zone expérimentale.

En effet une variation de température $\Delta T = T_2 - T_1$ de la boucle modifie l'économie du réflecteur, ce qui engendre une contribution à la variation de la réactivité du coeur.

Cette contribution au coefficient de température mesuré, nous conduit à définir le critère supplémentaire suivant : l'erreur sur cette contribution introduite par la discrétisation axiale, doit représenter moins de 1°/₀₀ de l'effet en réactivité total mesuré pour un ΔT donné.

Ainsi si α représente l'effet en réactivité total, $\Delta\alpha$ l'erreur introduite par la discrétisation axiale, on s'impose :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \lesssim 1°/_{00}$$

avec $\Delta\alpha(T2-T1) = \beta.\Delta\ [\delta(T2) - \delta(T1)]$

où β est le coefficient de sensibilité qui permet de relier une variation (ou une erreur) sur le gain de réflecteur à l'écart de réactivité associé.

Dans notre cas, pour un coefficient de température intégral :

$$\alpha_{20\text{-}300°C} \simeq 15000 \text{ pcm}$$

celà implique : $\Delta\alpha \lesssim 15$ pcm.

Or $\beta \simeq 150$ pcm/cm (pour notre gamme de hauteurs extrapolées)

d'où : $\Delta\ [\delta(T2) - \delta(T1)] \lesssim 0.1$ cm.

En fait, nos tests ont montré qu'une erreur absolue sur l'économie de réflecteur (liée à la discrétisation) entraînait une erreur plus faible sur l'effet relatif de variation de δ considéré ici. Cette remarque nous permet de transposer le critère défini ci-dessus, en un critère sur le calcul absolu de l'économie de réflecteur :

$$\Delta\delta \lesssim 0.2 \text{ cm}$$

Nous avons donc mené une étude d'optimisation fondée sur ce critère [27]. Les flux axiaux de référence proviennent d'un calcul à 130 mailles (pour une géométrie de 53 cm). Les différents calculs tests réalisés nous ont conduit à sélectionner un maillage à 27 mailles. Les mailles de l'ordre de 2 cm d'épaisseur dans la partie active permettent de satisfaire les différents critères imposés.

2.3. Définition de la discrétisation angulaire

L'équation de Boltzmann en géométrie cylindrique à deux dimensions : R et Z s'écrit pour des neutrons se déplaçant dans la direction $\vec{\Omega}$

$$\frac{\mu}{r}\frac{\partial(rNg)}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial(\eta Ng)}{\partial \Phi} + \frac{\xi \partial Ng}{\partial Z} + \sigma_t N_g = S_g$$

avec :

N_g est le flux angulaire dans le groupe d'énergie : g.

μ, η et ξ sont les cosinus directeurs du vecteur $\vec{\Omega}$ (composantes de $\vec{\Omega}$ sur les axes X,Y et Z respectivement).

Φ est l'angle compris entre la projection de $\vec{\Omega}$ sur le plan XY et l'axe des X.

Dans la méthode S_n, cette équation est résolue pour un nombre donné de directions $\vec{\Omega}_m$ caractérisées par μ_m, η_m, ξ_m, Φ_m. Pour bien prendre en compte l'anisotropie du flux il faut utiliser un nombre de directions angulaires suffisant, mais une optimisation est nécessaire pour ne pas augmenter inutilement le coût du calcul.

Cette étude a été limitée pour des raisons du coût, à une comparaison entre les résultats de deux calculs radiaux du coeur, dont l'un est effectué avec l'approximation habituelle S_4 (16 directions) et l'autre avec l'approximation S_8 (48 directions).

Cette comparaison a montré que l'écart sur les distributions de flux dans chaque groupe est de l'ordre de quelques pour mille en tout point du réacteur.

D'autre part le calcul en S_4 surestime de 100 pcm environ la réactivité du coeur, ce qui est compatible avec les erreurs liées aux autres discrétisations.

Ainsi le gain en précision lié à l'utilisation de l'approximation S_8 n'est pas important, et compte-tenu du coût élevé de cette approximation, son utilisation ne s'avère pas justifié. Nous avons donc adopté l'approximation standard S_4 pour la discrétisation angulaire.

2.4. Etude de la représentation des réflecteurs

Le but de cette étude est de définir la stratégie à adopter dans la représentation neutronique des réflecteurs dans les calculs DOT RZ et R du coeur CREOLE . En effet le choix de cette représentation était généralement défini à priori : le neutronicien définissait intuitivement l'épaisseur de réflecteur à représenter dans son calcul de coeur et les conditions aux limites invariablement utilisées étaient de type flux nul ou albédo nul ou unité.

Cette méthode empirique, au delà des problèmes neutroniques : prise en compte approximative de la spécificité de chaque réflecteur et imprécision liée à la condition aux limites utilisée, grève généralement le coût du calcul du fait de la surestimation de l'épaisseur qu'il est réellement nécessaire de représenter.

La méthode de représentation que nous proposons se fonde sur la notion de réflecteur "infini" et de conditions aux limites de l'épaisseur de ce réflecteur. Ces paramètres sont calculés analytiquement en théorie de la diffusion à 1 et à 2 groupes d'énergie (cf. Annexe 1).

L'utilisation des formules analytiques simples données dans l'Annexe 1 permet, d'une part de fixer rapidement la représentation optimale du réflecteur, et d'autre part, d'éviter les coûts calculs associés à une étude paramétrique d'optimisation effectuée nécessairement avec des codes.

Cette optimisation s'avère particulièrement importante dans notre cas car les fuites représentent 30000 pcm et le coût des calculs DOT RZ impose une minimisation du nombre de mailles et donc de l'épaisseur des réflecteurs.

Les résultats de l'application de ce modèle au réflecteur radial et aux réflecteurs axiaux de la grappe et du coeur nourricier dans l'expérience CREOLE sont présentés dans l'Annexe 1. Nous avons validé la méthode sur ces réflecteurs avec des codes de transport (DOT pour le réflecteur radial et APOLLO pour le réflecteur axial) : l'étude paramétrique menée en transport multigroupe de ces interfaces coeur-réflecteur a donné les mêmes épaisseurs optimales et les mêmes conditions aux limites que le modèle théorique.

3. PRISE EN COMPTE DES EFFETS AXIAUX SPECIFIQUES A CREOLE

La présence d'un grand espace vide situé entre les zones expérimentale et nourricière dans CREOLE, rend plus difficile la prise en compte dans le calcul du coeur en RZ des fuites axiales d'une manière générale et plus particulièrement la détermination des conditions à imposer à la limite du vide et des différents réflecteurs axiaux, notamment ceux de la zone expérimentale et des enceintes autour du vide.

En effet à cause de la présence du vide et de la différence de hauteur entre le combustible de la zone nourricière et celui de la zone centrale, le réflecteur axial de la zone centrale n'est plus alimenté uniquement par les neutrons qui fuient la zone centrale, mais également par ceux qui quittent le coeur nourricier sous un angle solide qui leur permet d'atteindre le réflecteur de la zone expérimentale à travers le vide qui sépare les deux zones, sans subir de chocs. Ces derniers neutrons sont donc en partie transmis par ce réflecteur vers le combustible du centre et conduisent à un aplatissement du flux axial dans la boucle. Les courbes axiales de flux thermique présentées sur la figure 1 en différents rayons du coeur, permettent de visualiser cet effet (on constate un net aplatissement des distributions axiales à l'intérieur et au voisinage du vide). Ce phénomène, qui fait intervenir les propriétés de transparence du réflecteur axial de la boucle, ne peut pas être correctement pris en compte par un calcul axial à une dimension de l'interface coeur-réflecteur.

Distributions axiales du flux thermique
pour différents points du réacteur.

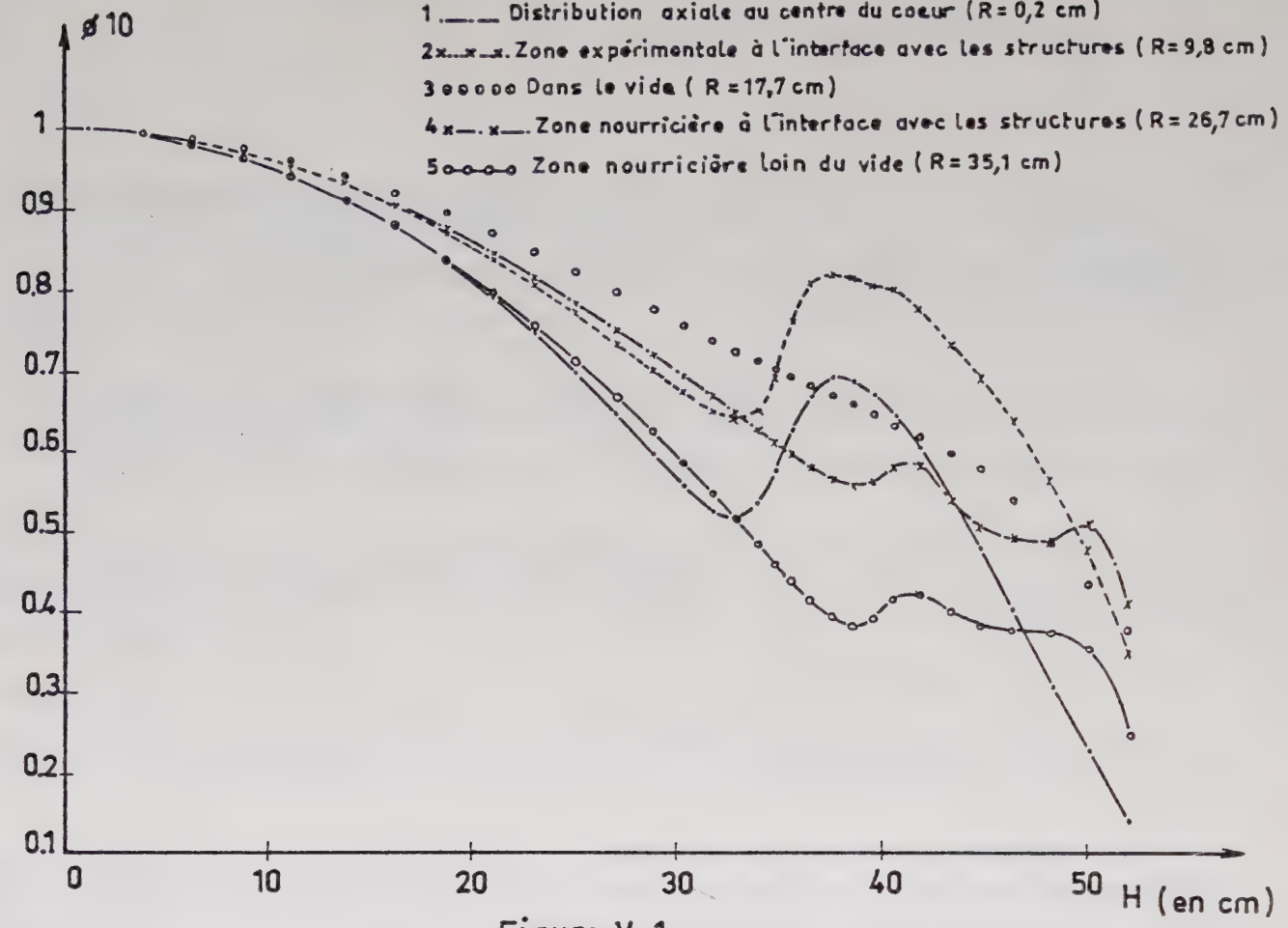


Figure V.1

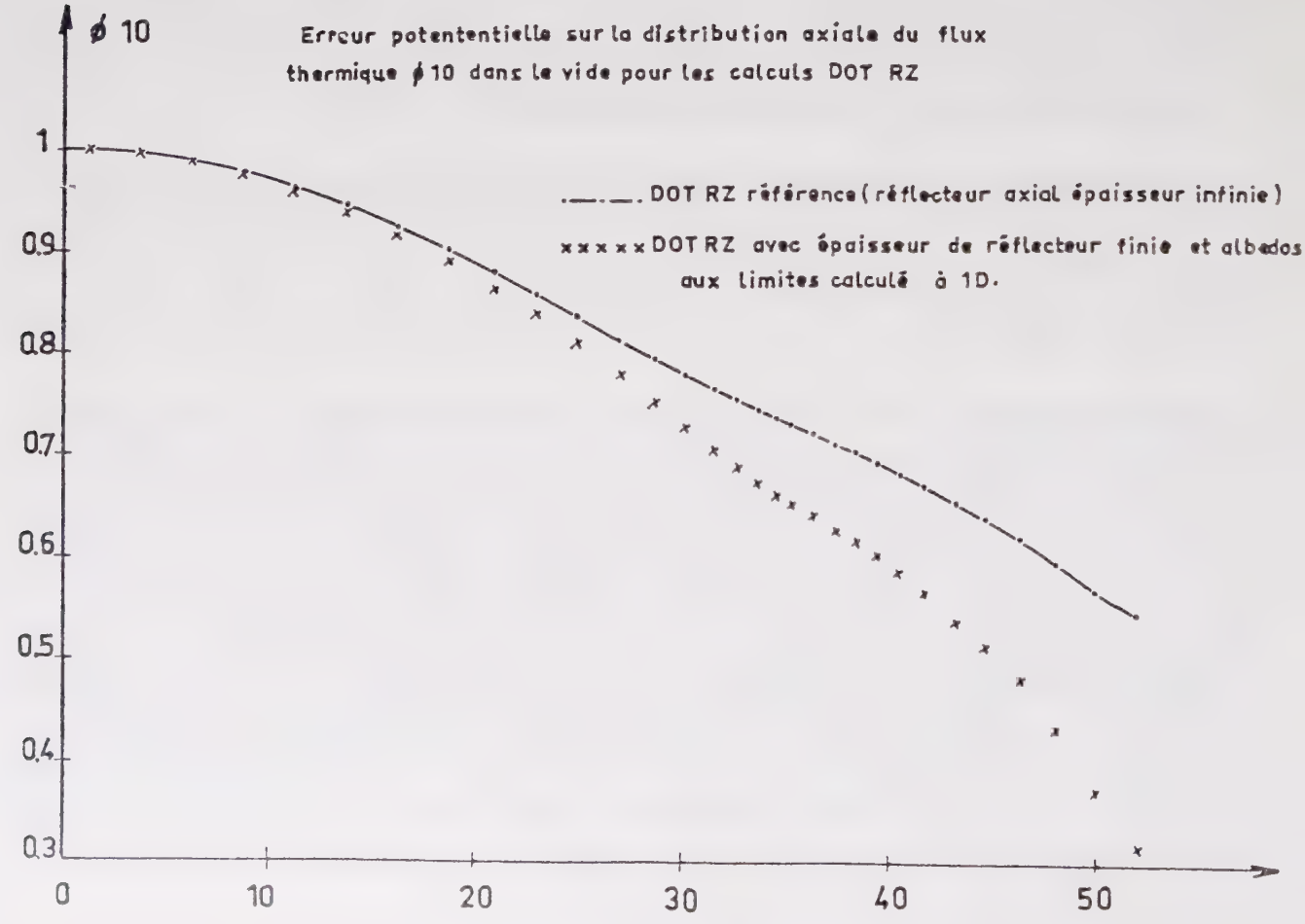


Figure V.2

Ainsi si l'on analyse les courbes axiales de la figure 1 en terme de "hauteurs extrapolées", celles-ci sont supérieures à 100 cm dans la zone expérimentale alors que les calculs à une dimension donnent moins de 90 cm (hauteur active de 70 cm).

Le formalisme analytique à une dimension proposé en § 2.4 n'est plus adapté et il s'avère donc nécessaire de déterminer de nouvelles conditions aux limites des réflecteurs axiaux plus précises.

Pour obtenir ces valeurs d'albedos nous avons procédé de la manière suivante :

- Nous avons effectué un calcul DOT RZ dans lequel l'épaisseur du réflecteur axial est suffisamment grande (25 cm au-dessus de la boucle centrale) : le nombre de neutrons présents à la limite de la géométrie est négligeable et en conséquence les résultats du calcul sont insensibles aux valeurs d'albedos utilisées à la limite du réflecteur axial. Ce calcul de référence donne les distributions axiales exactes du flux.

- Le calcul DOT RZ effectué avec l'épaisseur de réflecteur et les conditions aux limites déterminées en § 2.4 ne conduit pas aux bonnes formes axiales ; l'erreur porte essentiellement sur les fuites de neutrons thermiques dans le vide comme le montre la figure 2 (l'écart sur le facteur de multiplication des deux calculs DOT est de l'ordre d'une centaine de pcm). L'épaisseur de réflecteur (18 et 13 cm respectivement au dessus de la zone expérimentale et de la zone nourricière) est suffisante mais il est nécessaire de modifier les valeurs d'albedos pour prendre en compte les effets axiaux spécifiques à CREOLE. Nous avons ajusté ces valeurs de telle manière que les formes axiales associées, des flux rapides et thermiques, coïncident avec celles du calcul de référence [27].

4. ELABORATION D'UN MODELE RADIAL DE CALCUL DU COEUR

4.1. But et principe de l'élaboration d'un modèle simplifié de calcul du coeur

Le schéma de calcul que nous avons développé pour interpréter l'expérience CREOLE est basé sur l'utilisation du code de transport à deux dimensions DOT en géométrie (RZ), pour effectuer les calculs du coeur. Ce schéma standard est néanmoins lourd et très coûteux et ne peut donc être utilisé d'une manière systématique, en particulier pour des études telles que : calculs prévisionnels, évaluation des effets correctifs, études paramétriques nécessaires pour la mise au point du schéma de référence (RZ) et pour les recherches de tendances.

Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle de calcul du coeur, simple et suffisamment précis tout en étant d'un coût modéré. Pour ce faire nous pouvons envisager à priori une modélisation de chacune des variables de l'espace des phases. Une discrétisation plus sévère des variables : énergie (4 groupes au lieu de 10) ou direction des neutrons (quadrature S_2 au lieu de S_4) ne permet de réduire que de moitié environ le nombre de points de calcul dans l'espace des phases. On ne peut donc en espérer qu'un faible gain de temps de calcul, avec en contrepartie une perte importante de précision.

Ceci nous a orienté vers une modélisation de la variable d'espace : la similitude des hauteurs actives des deux zones fissiles (70 et 80 cm) nous permet de représenter le réacteur par un coeur de hauteur inffni. La suppression de la variable Z réduit d'un facteur 30 le nombre de mailles, mais pose le problème de la modélisation des fuites axiales notamment dans le vide.

4.2. Mise en oeuvre du modèle radial

La mise au point d'un modèle radial de calcul du coeur, nécessite la prise en compte précise des fuites axiales dans les différents milieux physiques du réacteur. Pour résoudre ce problème nous devons distinguer le cas particulier du vide donnant lieu à un effet de "streaming" des autres milieux du réacteur.

Dans le cas des milieux multiplicateurs, du réflecteur radial et des différentes enceintes les fuites axiales sont simulées dans chaque milieu par l'intermédiaire de deux paramètres, à savoir : le laplacien axial du milieu considéré, que nous déduisons du calcul de coeur à deux dimensions DOT (RZ) et le coefficient de diffusion de ce milieu déduit du calcul de cellule en milieu infini. Ainsi la section d'absorption macroscopique de chaque milieu i est remplacée dans chaque groupe d'énergie g par : $(\Sigma^g_{a_i} + D^g_i \cdot B^2_{z,i})$

En théorie de la diffusion les corrections de "streaming" dans le vide peuvent s'exprimer en terme de laplaciens critiques, aire de migration et coefficients de diffusion. Cette formulation n'est plus appropriée en théorie du transport où le coefficient de diffusion n'apparaît pas explicitement. On peut par contre utiliser la variable angulaire et exprimer directement dans l'équation du transport radiale les fuites axiales dans le vide. Ainsi pour une géométrie radiale en un point du vide, l'équation s'écrit :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} N + \left(\frac{\vec{Z} \cdot \vec{\Omega}}{H_v}\right) \cdot N - S = - \frac{\partial N}{\partial t} \quad (H_v = 1/2 \text{ hauteur du vide})$$

Le terme correctif $\frac{\vec{Z} \cdot \vec{\Omega}}{H_v}$ représentant le "streaming" dans le vide peut ainsi être facilement pris en compte dans une méthode S_N car $\vec{Z} \cdot \vec{\Omega}$ y est facilement disponible. Ainsi en géométrie plane, pour la $m^{ième}$ direction angulaire la correction de "streaming" s'exprime à partir de $\vec{Z} \cdot \vec{\Omega} = \sqrt{1-\bar{\mu}_m^2}$ où $\bar{\mu}_m$ est la valeur moyenne de $\vec{\Omega} \cdot \vec{X}$ sur le $m^{ième}$ segment angulaire. Ceci est utilisé par certains auteurs dans des codes S_N mettant automatiquement en oeuvre ce type de correction [28].

En ce qui nous concerne, cette représentation serait difficile à mettre en oeuvre dans DOT et présenterait de plus l'inconvénient de limiter le modèle radial à l'utilisation de codes S_N.

Dans le vide on peut montrer (cf. Annexe 2) que le taux de fuite est sensiblement proportionnel au flux. Nous avons donc choisi de représenter le vide par un milieu purement capturant de section $(\Sigma^g_a)_{vide} = \Sigma_{av}$. Un modèle analytique, détaillé dans l'annexe 2, permet de déterminer approximativement cette section conservant le taux de fuite axial : l'équivalence entre la probabilité de traversée sans choc de ce milieu fictif et la probabilité de non fuite découlant d'un calcul d'angle solide pour les neutrons entrant dans le vide, donne la valeur suivante :

$$\Sigma_{av} = 6{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \qquad (1)$$

4.3. Qualification du modèle radial

Nous rappelons que la représentation radiale du réacteur est utilisée tant pour les études paramétriques que pour l'obtention d'un spectre réaliste pour la condensation des sections à 10 groupes. Il s'avérait donc nécessaire de valider ce modèle au moins dans une configuration : le test est réalisé ici pour la zone expérimentale contenant le réseau UO_2-PuO_2 à 20°C.

La comparaison porte sur des calculs de coeur DOT en R et en RZ. Pour éviter tout effet numérique lié à une différence de discrétisation, la représentation des différentes variables est la même dans les deux types de calcul (10 groupes d'énergie, calcul en S_4, même discrétisation de la variable spatiale R correspondant au découpage optimisé précédemment). La différence de réactivité entre les deux types de calcul incombe donc au traitement des fuites axiales :

- dans tous les milieux i autres que le vide, les sections d'absorption contiennent un terme $D_i^g B_{z,i}^2$ dans le calcul DOT R ($B_{z,i}^2$ est déduit du calcul DOT RZ).

- pour le vide, le calcul DOT R est itéré sur la section de fuite "Σ_{av}" du vide jusqu'à ce que le facteur de multiplication de ce calcul soit identique à celui du calcul de coeur DOT RZ correspondant à la géométrie réelle.

En plus des $B_{z,i}^2$ la valeur d'ajustement ainsi obtenue pour le modèle est la suivante :

$$\Sigma_{av} = 6{,}0.10^{-3}\ cm^{-1} \qquad (2)$$

On constate que l'estimation analytique (1) de cette valeur est très satisfaisante : elle introduit une erreur d'une centaine de pcm sur la réactivité du coeur car les fuites axiales dans le vide représentent environ 6000 pcm.

Les figures 3 et 4 présentent la comparaison radiale des flux, respectivement rapide et thermique, obtenus par le modèle DOT R et par le calcul DOT RZ à mi-hauteur du coeur; les écarts dans le vide sont inférieurs à 7% et sont de l'ordre de 2% dans les zones fissiles. Le modèle R est donc particulièrement bien adapté pour l'interprétation des mesures de distributions radiales de taux de fission. Par ailleurs on constate que le spectre, schématisé ici par $\frac{\Phi g=2}{\Phi g=10}$, est calculé en tout point du réacteur à mieux que 3% par le modèle radial : ceci valide le calcul radial préliminaire, préconisé dans notre schéma de calcul, pour la condensation des sections.

5. METHODE DE DECOMPOSITION DU BILAN NEUTRONIQUE DES CALCULS DU COEUR

5.1. Principe et but de la méthode

Les effets en réactivité engendrés par la variation de la température de la zone expérimentale sont mesurés au niveau des variations du keff de l'ensemble du réacteur.

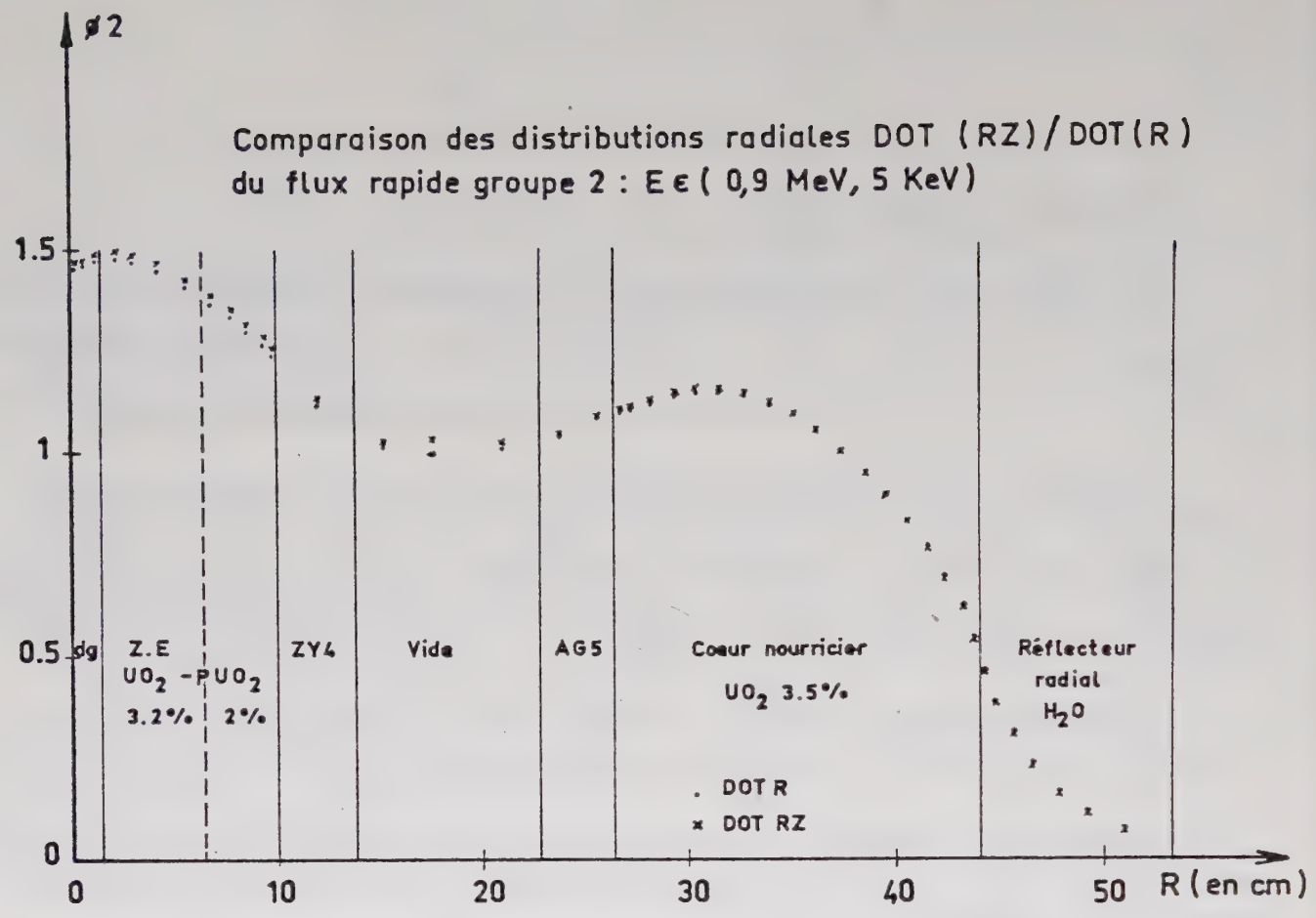


Figure V.3

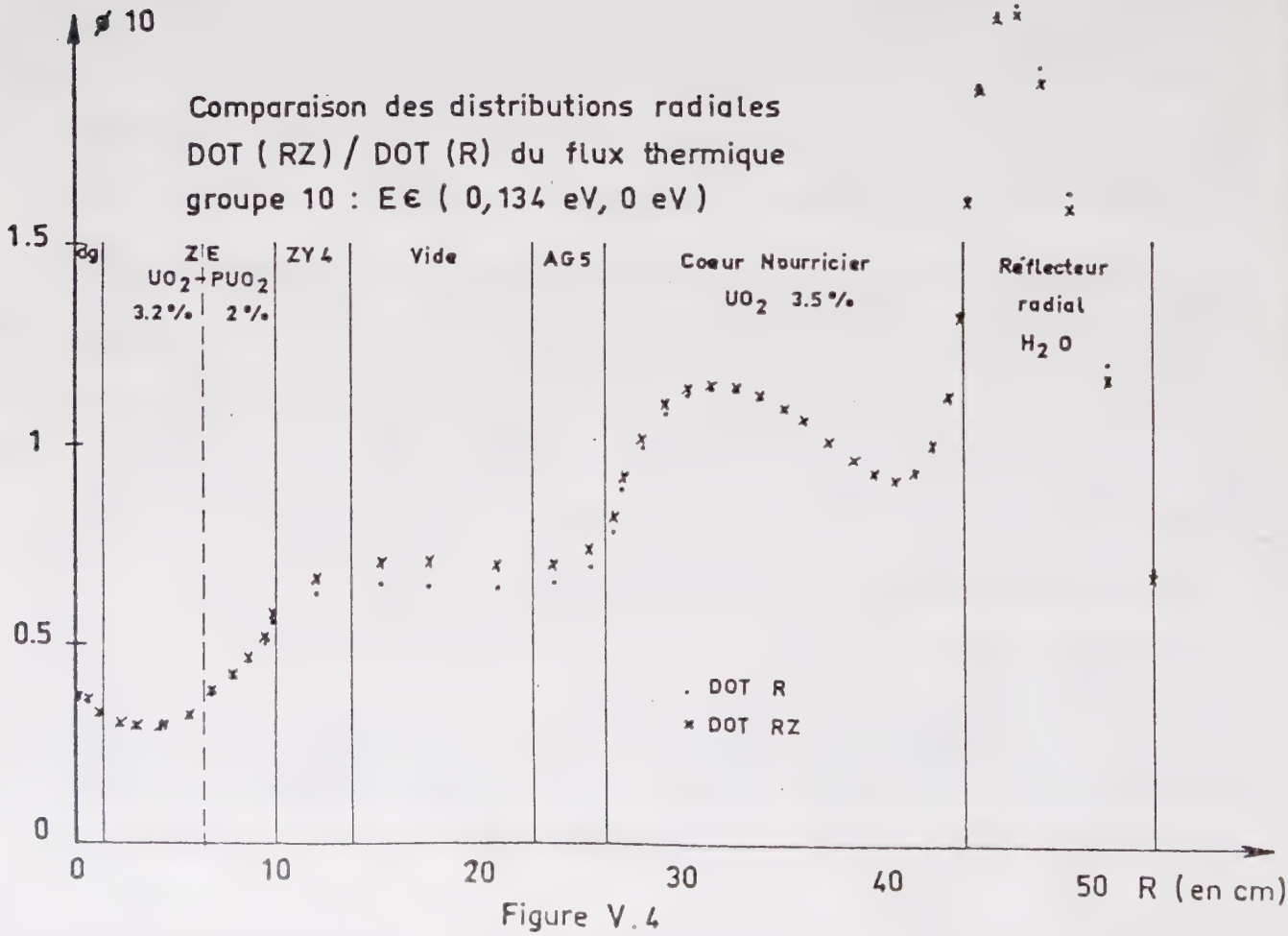


Figure V.4

Les variations liées aux modifications des propriétés du réseau expérimental (propriétés de multiplication et de migration) s'accompagnent d'effets parasites liés au coeur : variation des captures dans les structures, des poids relatifs des zones expérimentale et nourricière et variation du couplage de spectre entre les deux zones fissiles. D'autre part dans les expériences d'équivalence (détermination d'une concentration du bore qui conduit au même effet en réactivité à froid que celui entraîné par une variation de la température de la zone expérimentale, par exemple), les variations de k_∞ du réseau expérimental entraînées par les deux effets considérés ne sont pas identiques, bien qu'ils conduisent aux mêmes variations du keff au niveau du coeur. Ceci est dû à la différence des effets d'interaction de la zone nourricière avec les différents types de réseaux étudiés dans la zone centrale.

La décomposition du bilan neutronique des calculs du coeur DOT (RZ) réalisée pour les différentes configurations expérimentales, permet d'analyser les variations de ces effets en fonction de la température et du type de réseau étudié dans la zone expérimentale. Elle permet également de chiffrer la contribution de chaque phénomène physique au coefficient de température du coeur, notamment, du facteur de multiplication infini du réseau, des effets de fuites et des effets parasites.

5.2. Formalisme utilisé pour la décomposition du bilan neutronique du coeur

La méthode de décomposition du keff du coeur adoptée, vise à découpler les propriétés de multiplication du coeur (k_∞^{coeur}), des effets de fuites ; on peut écrire dans ce sens

$$k_{eff} = k_\infty^c . F$$

où F est la probabilité antifuite totale.

Le keff du réacteur est défini de la façon suivante :

$$keff = \frac{\text{Productions}}{\text{source}} = \frac{\text{Disparitions}}{\text{source}} \cdot \frac{\text{Productions}}{\text{Disparitions}}$$

Désignons par : Pr_i et A_i les productions et les absorptions de la zone i données par le calcul du coeur, et sachant que dans un calcul DOT RZ les fuites axiales sont décrites explicitement, comme les fuites radiales par l'absorption dans les réflecteurs, d'où :

$$k_{eff} = \frac{\sum_i A_i}{s} \cdot \frac{\sum_i Pr_i}{\sum_i A_i} = F_\beta \cdot \frac{\sum_i Pr_i}{\sum_i A_i}$$

F_β est le facteur antifuite à la limite de la géométrie de calcul ; cette géométrie n'étant pas infinie, une petite proportion des neutrons ne va pas être absorbée dans la géométrie représentée mais va fuir du fait des conditions aux limites imposées : flux nul ou albedo différent de l'unité. D'autre part on peut écrire :

$$k_{eff} = F_\beta \cdot \frac{A^{Coeur} + A^{Ref.\ rad.}}{\sum_i A_i} \cdot \frac{A^{Coeur}}{A^{Coeur} + A^{Ref.\ rad.}} \cdot \frac{A^{(zn + ze)}}{A^{Coeur}} \cdot \frac{Pr^{(zn + ze)}}{A^{(zn + ze)}}$$

$$K_{eff} = F\beta \cdot \quad F_{ax} \quad \cdot \quad F_{rad} \quad \cdot \quad f_c \quad \cdot \quad n_c \qquad (1)$$

Dans ces notations le coeur n'intègre pas les réflecteurs, il contient les deux zones fissiles et les structures intercalaires ; d'où la définition d'un facteur d'utilisation des neutrons dans les zones fissiles (f_c) :

$$K_\infty^c = n_c \cdot f_c$$

F_{ax} et F_{rad} sont les probabilités antifuites axiale et radiale.

La probabilité antifuite par le réflecteur axial peut se décomposer en un produit de deux probabilités antifuites, l'une par le réflecteur axial de la zone expérimentale et l'autre par celui de la zone nourricière :

$$F_{ax} = F_{ax}^{ze} \cdot F_{ax}^{zn}$$

Il est bien évident que la définition de composantes radiales, axiales (ZE et ZN) et à la limite de la géométrie, est arbitraire ; seul leur produit $F = F_\beta \cdot F_{rad} \cdot F_{ax}^{ze} \cdot F_{ax}^{zn}$ a une signification précise, car il correspond au facteur antifuite total. Cette décomposition permet cependant d'appréhender grossièrement les différents effets physiques (exemple de la modification du gain de réflecteur axial de la boucle liée à la variation de la température de son eau).

Le facteur de production des neutrons n_c peut s'exprimer à partir des facteurs de multiplication infinis dans le spectre du coeur k^*, des deux zones fissiles et de leurs poids neutroniques respectifs :

$$n_c = \frac{Pr^{zn}}{A^{zn}} \cdot \frac{A^{zn}}{A^{(zn+ze)}} + \frac{Pr^{ze}}{A^{ze}} \cdot \frac{A^{ze}}{A^{(ze+zn)}}$$

$$n_c = K_{zn}^* \cdot W_{zn} + k^*_{ze} \cdot W_{ze}$$

$$n_c = C_{zn} \cdot k_\infty^{zn} W_{zn} + C_{ze} \cdot k_\infty^{ze} \cdot W_{ze} \qquad (2)$$

où C_{ze} et C_{zn} sont des coefficients de couplage moyens définis de la manière suivante :

$$C_i = k_i^*/k_\infty^i$$

k_∞ est le facteur de multiplication infini de la zone considérée.

5.3. Variations des effets d'interactions avec la température

Les relations (1) et (2) qui donnent la décomposition du keff du coeur permettent par différentiation d'étudier la contribution de chaque effet physique à l'écart de réactivité entre deux configurations données. Dans le cas où cet écart est dû à une variation de la température, nous aurons :

$$\frac{1}{keff} \cdot \frac{dkeff}{dT} = p^{ze}_{rel} \cdot \frac{1}{k^{ze}_{\infty}} \cdot \frac{dk^{ze}_{\infty}}{dT}$$

$$+ \left\{ \left[p^{ze}_{rel} \cdot \frac{1}{W_{ze}} \cdot \frac{dW_{ze}}{dT} + p^{ze}_{rel} \cdot \frac{1}{W_{zn}} \cdot \frac{dW_{zn}}{dT} \right] + \left[p^{ze}_{rel} \cdot \frac{1}{C_{ze}} \cdot \frac{dC_{ze}}{dT} + p^{ze}_{rel} \cdot \frac{1}{C_{zn}} \cdot \frac{dC_{zn}}{dT} \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{f_c} \cdot \frac{dfc}{dT} \right\} + \left\{ \frac{1}{F^{ze}_{ax}} \cdot \frac{dF^{ze}_{ax}}{dT} + \frac{1}{F^{zn}_{ax}} \cdot \frac{dF^{zn}_{ax}}{dT} + \frac{1}{F_{rad}} \cdot \frac{dF_{rad}}{dT} + \frac{1}{F_{\beta}} \cdot \frac{dF_{\beta}}{dT} \right\}$$

Dans le second membre de cette équation, nous retrouvons respectivement les contributions au coefficient de température du coeur dues :

- aux variations du facteur de multiplication infini de la zone expérimentale.

- aux effets de contre réaction du coeur : variation des poids neutroniques des deux zones fissiles, du couplage entre ces deux zones et de la capture dans les structures intercalaires.

- aux variations des fuites induites essentiellement par la modification de l'aire de migration dans la boucle.

Dans cette équation p^{ze}_{rel} est le poids en productions relatif de la zone expérimentale :

$$p^{ze}_{rel} = (K^{\infty}_{ze} \cdot Wze)/\eta_c = Pr^{ze}/_{Pr} \ (ze + zn)$$

6. QUALIFICATION DU SCHEMA DE CALCUL DU COEUR

Une première qualification du schéma de calcul que nous avons développé, a été effectuée en interprétant un ensemble de mesures préliminaires réalisées à froid dans CREOLE [29]. Les résultats obtenus se sont avérés très satisfaisants.

Nous disposons dans le cadre du programme expérimental définitif d'un ensemble de mesures (à froid et à chaud) qui permettent de qualifier d'une manière plus complète notre schéma de calcul. Ces mesures sont de deux types, à savoir : les mesures de distributions des taux de réactions et les mesures de poids en réactivité des crayons combustibles périphériques.

6.1. Distributions des taux de réactions

a) Distributions axiales :

Elles permettent de valider la représentation du réflecteur axial, ainsi que le calcul de l'effet de "streaming" dans le vide, dans le calcul du coeur, en particulier entre les mesures faites à froid et à chaud.

A titre d'exemple nous donnons sur les figures (5), (6), (7) et (8) la comparaison expérience - calcul des distributions axiales des taux de fission, dans les configurations UO_2 sans bore (b) et UO_2-PuO_2 (a), à 20°C et 300°C respectivement. Les mesures sont réalisées dans le doigt de gant par chambre à fission ^{235}U. Nous constatons sur ces figures que les écarts expérience-calcul sont assez faibles et que le calcul prend bien en compte les formes axiales, ainsi que leurs variations avec la température.

Rappelons que la distribution axiale du flux dans la zone expérimentale ne s'établit pas sur le mode fondamental, en raison de l'alimentation du réflecteur axial de la boucle par les neutrons qui fuient le coeur nourricier à travers le vide (cf. §.V.3). Dans ces conditions la notion d'économie du réflecteur n'a plus un sens physique précis ; cependant, pour synthétiser la comparaison expérience-calcul, le concept de hauteur extrapolée présente un intérêt pratique, à condition bien entendu d'adopter la même définition pour l'expérience et le calcul. Le tableau ci-dessous donne une comparaison expérience-calcul des "hauteurs extrapolées" de la zone expérimentale à 20°C et à 300°C, et de la zone nourricière à froid.

	T en°C	He^{exp} en (cm)	ΔH_e (cal - exp)
Zone expérimentale	20	99.4 ± 1.2	- 1.9 cm
	290	104.4 ± 2.0	- 0.4 cm
Zone nourricière	20	101 ± 2	- 2. cm

On constate sur ce tableau qu'en raison de l'effet de "streaming" évoqué précédemment, la hauteur extrapolée dans la zone expérimentale est particulièrement forte (hauteur active = 70 cm) et que le calcul rend bien compte des valeurs mesurées :

b) Distributions radiales

Nous présentons sur les figures (9), (10), (11) et (12) la comparaison expérience-calcul des distributions des taux de fissions radiales pour les configurations (a) et (b) à 20°C et à 300°C.

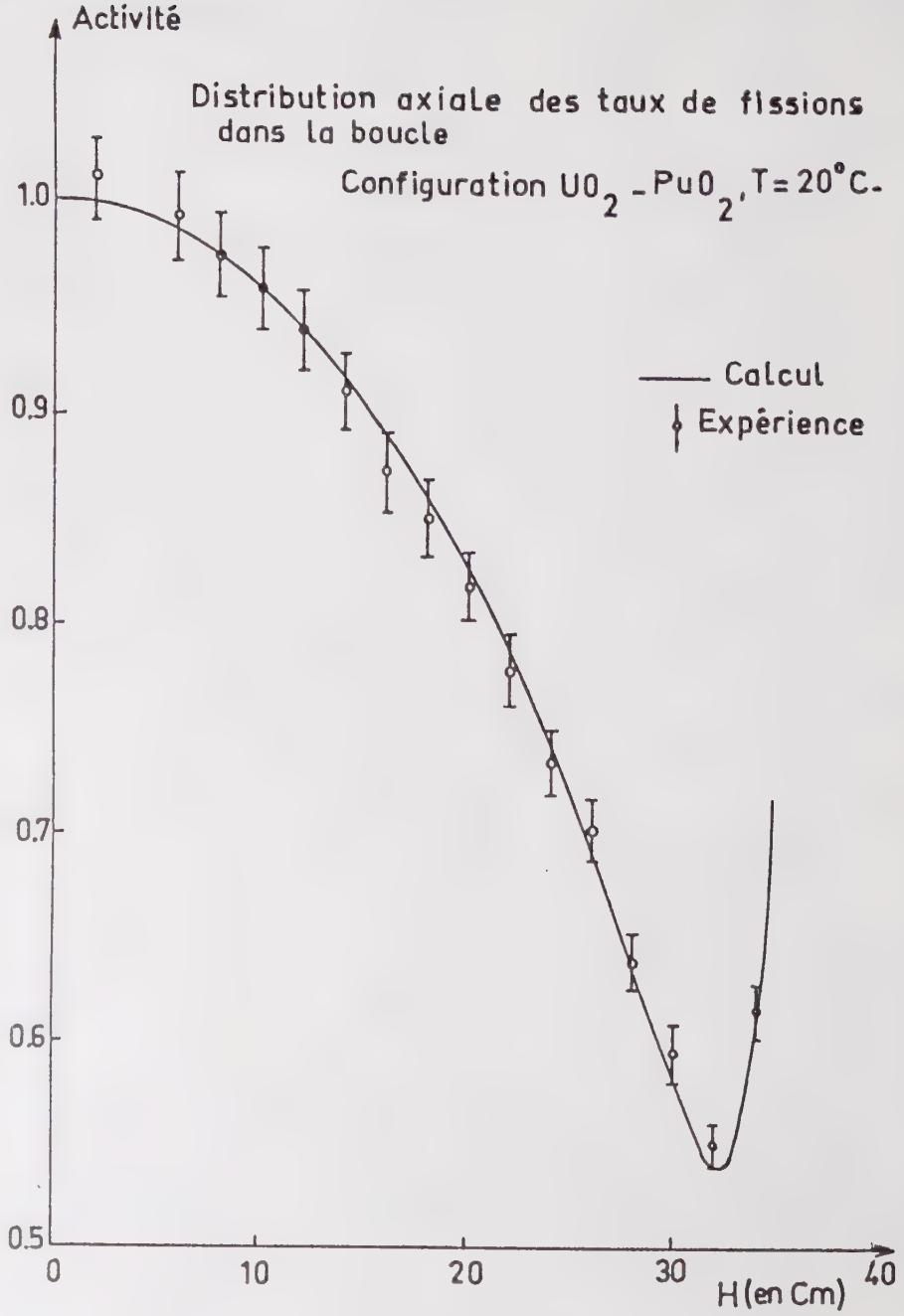


Figure V. 5

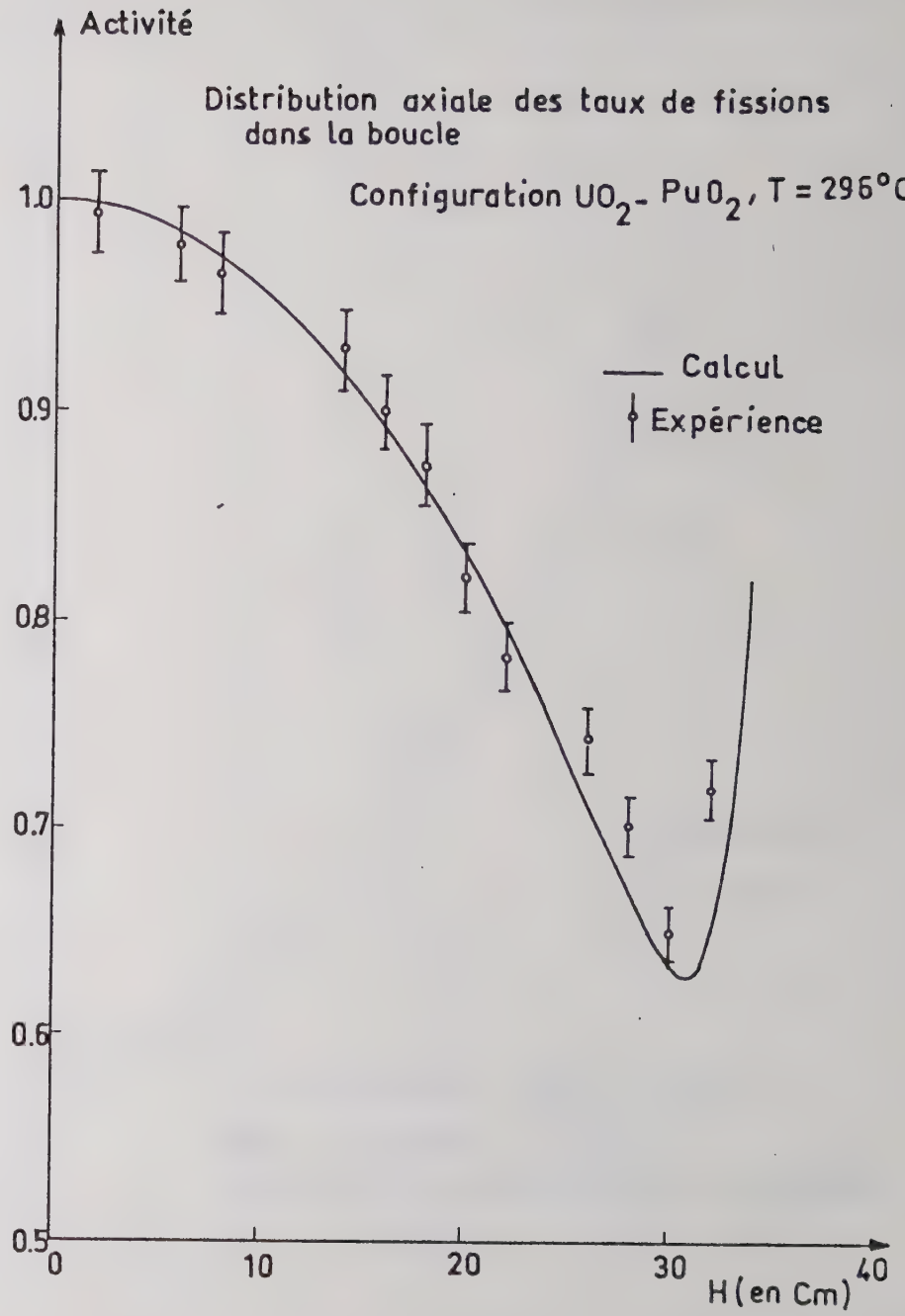


Figure V.6

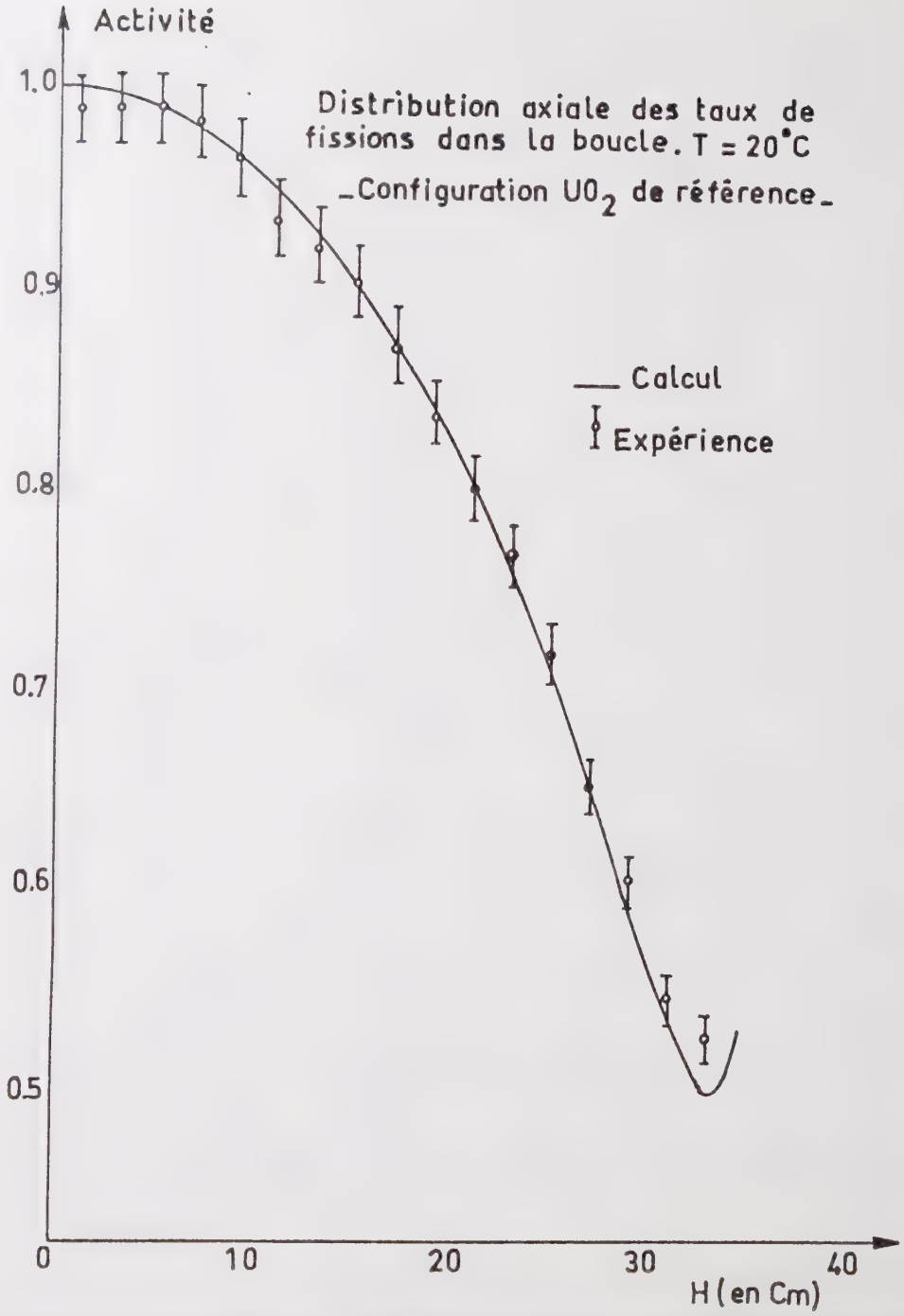


Figure V.7

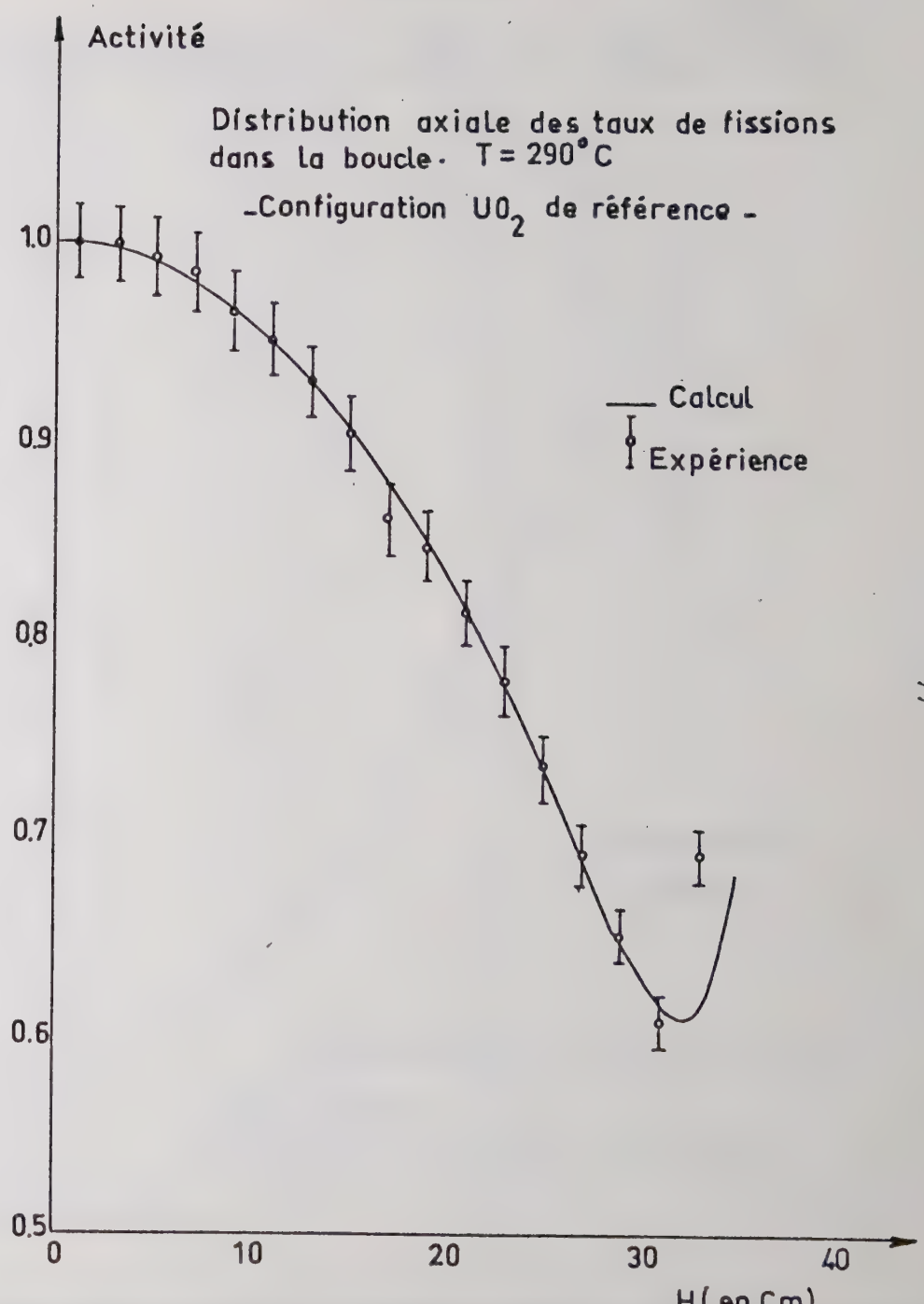


Figure V.8

L'interprétation réalisée en géométrie RZ ne permet pas de contrôler les taux de réactions, crayon par crayon, en raison de la présence du doigt de gant, des tirants et de la cylindrisation du contour extérieur des cellules périphériques. Cependant la forme macroscopique, ainsi que l'interface entre les deux zones du plutonium (configuration (a)) semblent être correctement traités par le calcul.

La figure (13) montre une comparaison des distributions radiales des taux de fissions mesurés et calculés dans le coeur nourricier, nous constatons de même que les écarts expérience-calcul sont faibles. Ceci assure une bonne prise en compte par nos calculs des effets de contre réaction du coeur sur le coefficient de température.

L'interprétation des mesures de distributions des taux de réactions effectuées dans des réseaux contenant du bore ou des surgaines conduit à des conclusions analogues.

6.2. Effets en réactivité

Plusieurs mesures de réactivité ont eu lieu dans certaines configurations de mesures, avec différents chargements du coeur nourricier, ce qui a permis d'obtenir le poids en réactivité moyen d'un crayon périphérique. Les calculs qui ont été effectués sur ces configurations ont permis d'obtenir l'écart expérience-calcul sur le poids en réactivité de celui-ci. Nous avons ainsi obtenu sur un poids moyen par crayon de 12.5 pcm, un écart inférieur ou égal à 0.5 pcm, écart cohérent avec la dispersion des valeurs mesurées.

Nous constatons donc que les écarts expérience-calcul obtenus sur les distributions des taux de réactions à trois dimensions et sur les effets en réactivité sont globalement faibles, ce qui confirme la validité du schéma de calcul utilisé.

Remarque : Les calculs de coeur conduisent à une valeur propre de l'ordre de 1.02 pour un état critique mesuré à froid. Cette forte valeur propre calculée s'explique par les raisons suivantes :

a) Le modèle RZ du coeur ne permet pas de représenter d'une manière exacte le bilan matière du coeur nourricier, notemment la présence autour des barres de sécurité et de la plaque de pilotage d'un certain nombre de crayons combustibles ayant un bilan matière différent de celui des autres crayons (gainage inox). L'effet en réactivité lié à la prise en compte de ces crayons a été estimé par des calculs radiaux du coeur à -700 pcm.

b) Les erreurs sur la réactivité liées aux différentes discrétisations de variables dans l'équation de Boltzmann : énergie, espace, direction, ont été évaluées à -500 pcm (erreurs de même signe) en utilisant le modèle radial de calcul du coeur.

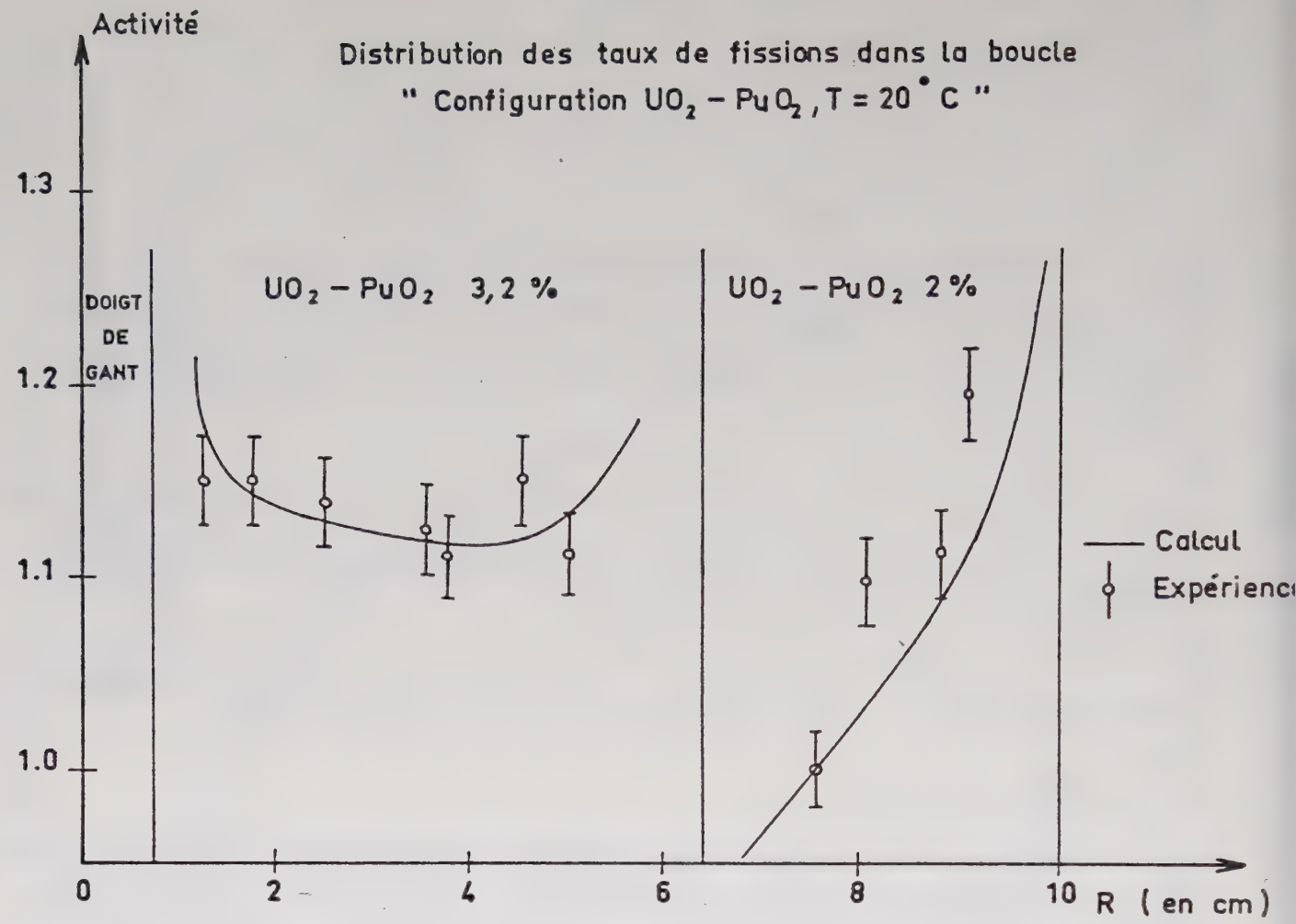


Figure V.9

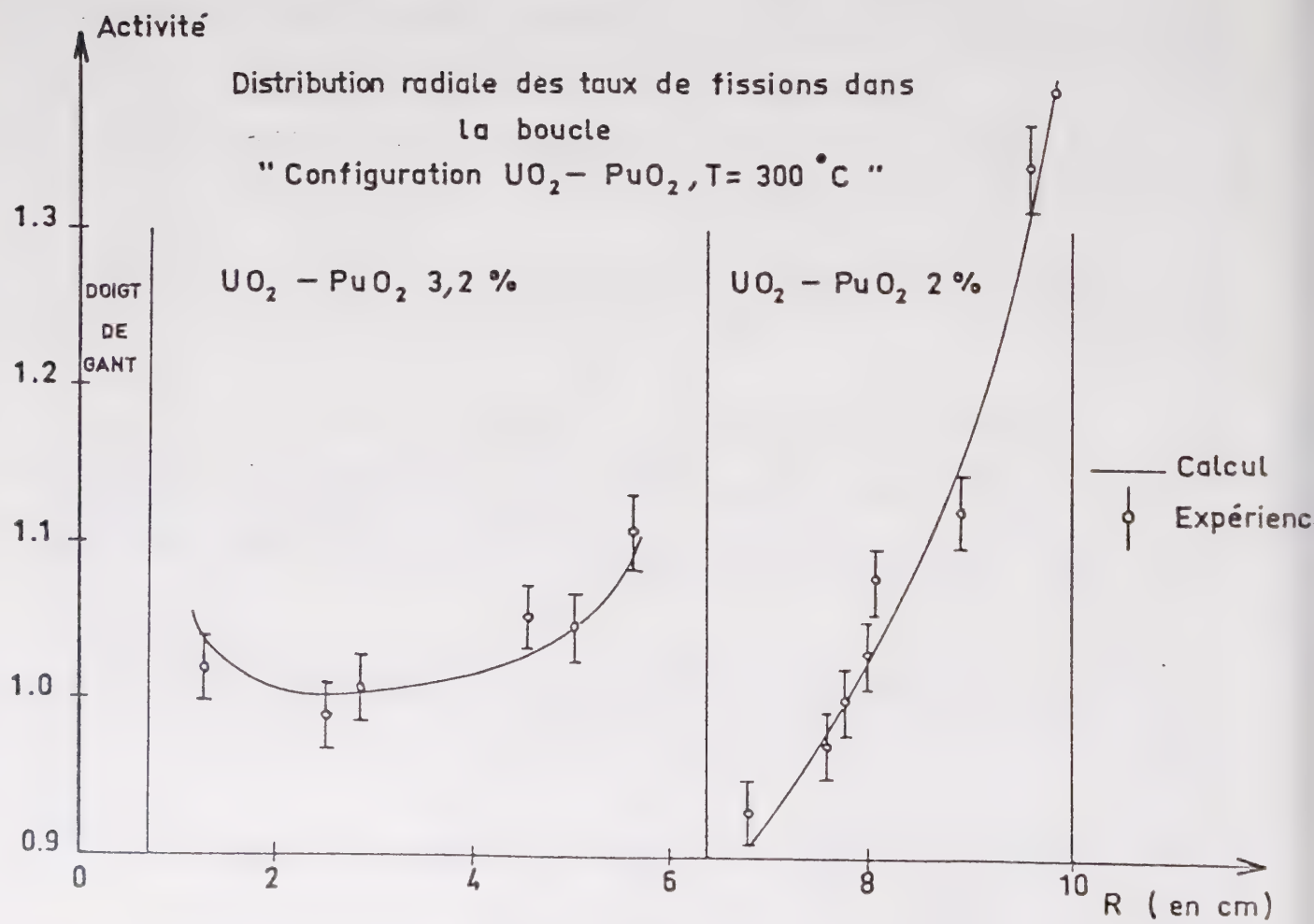


Figure V.10

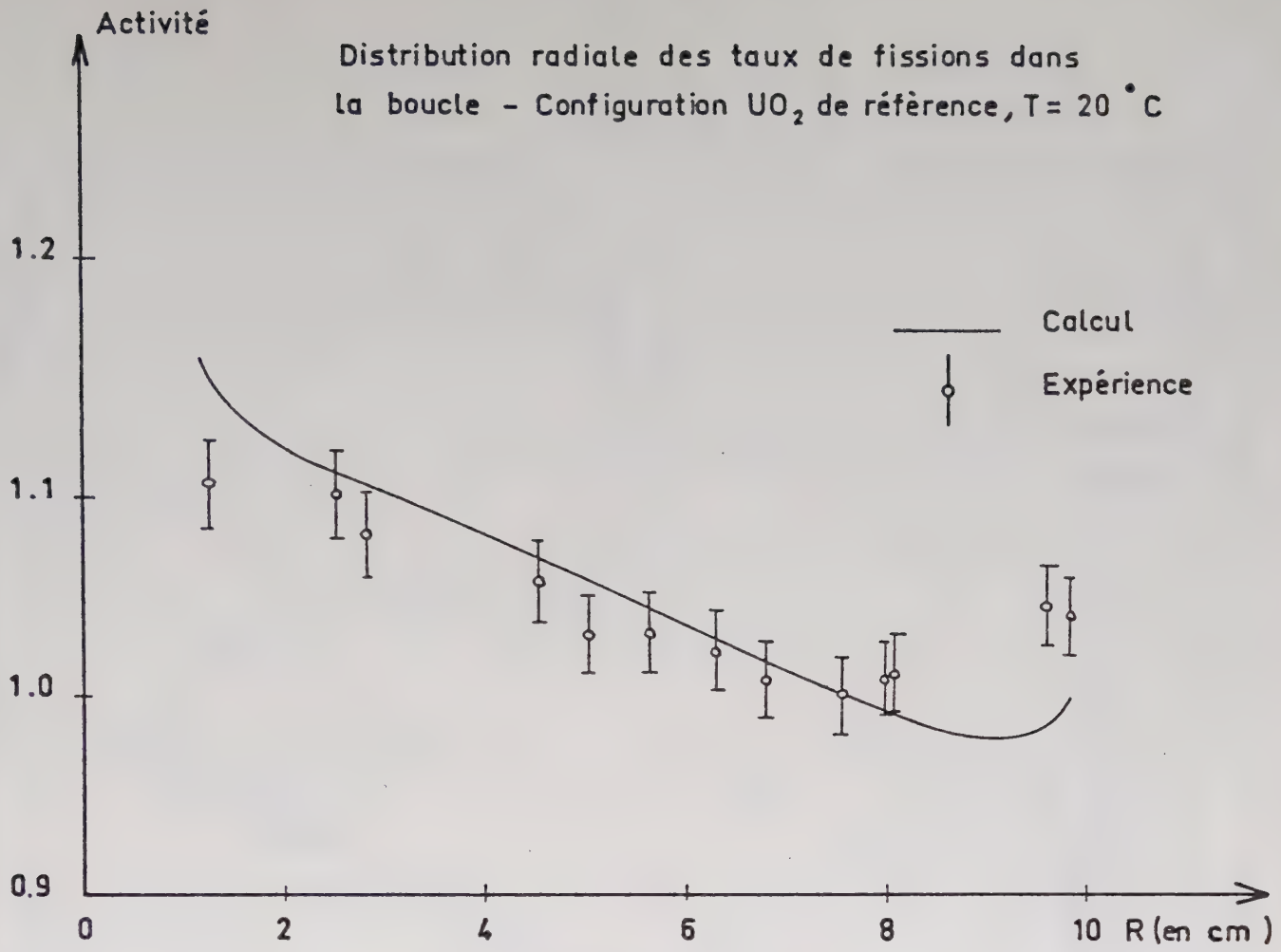


Figure V.11

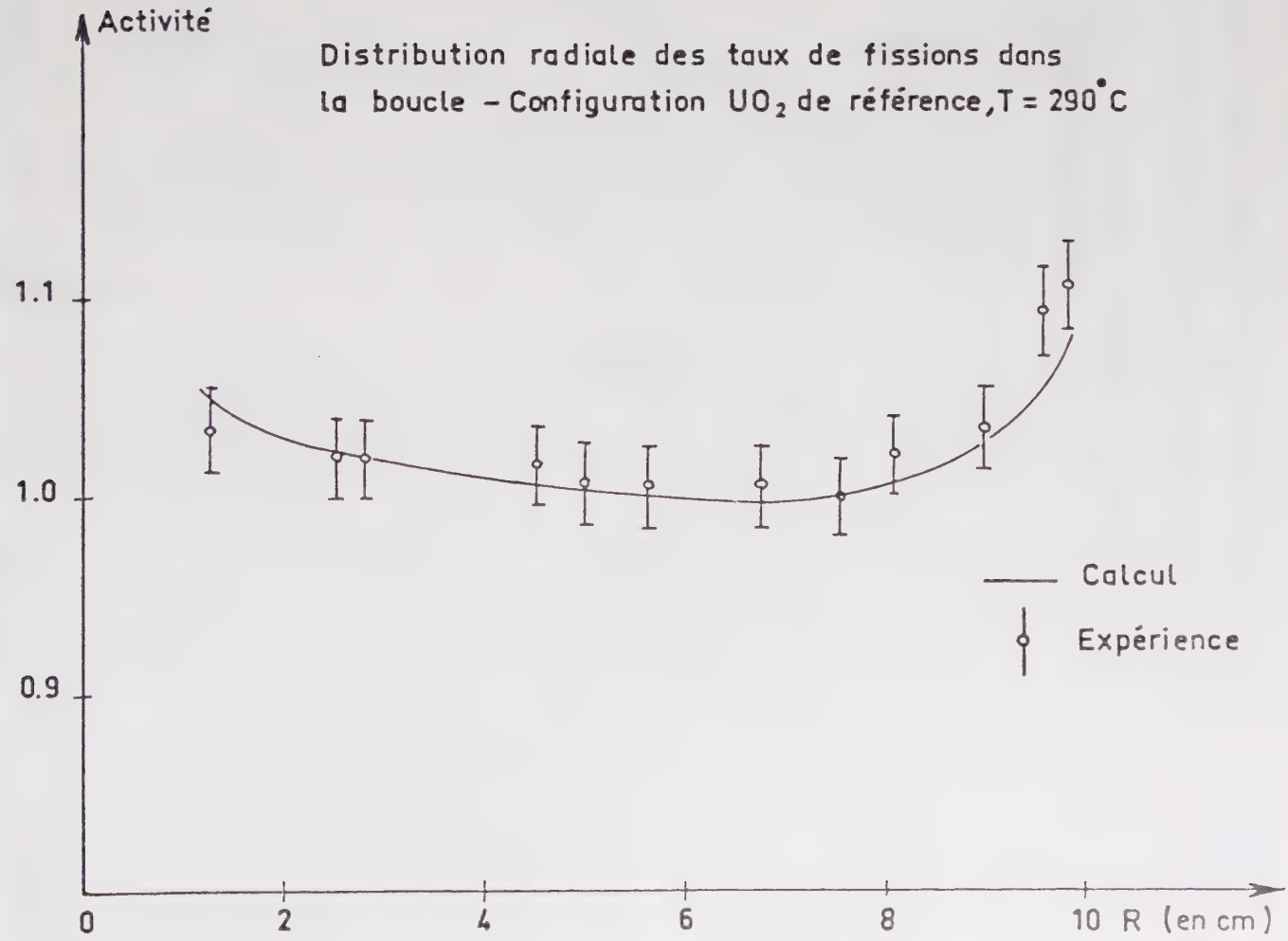


Figure V.12

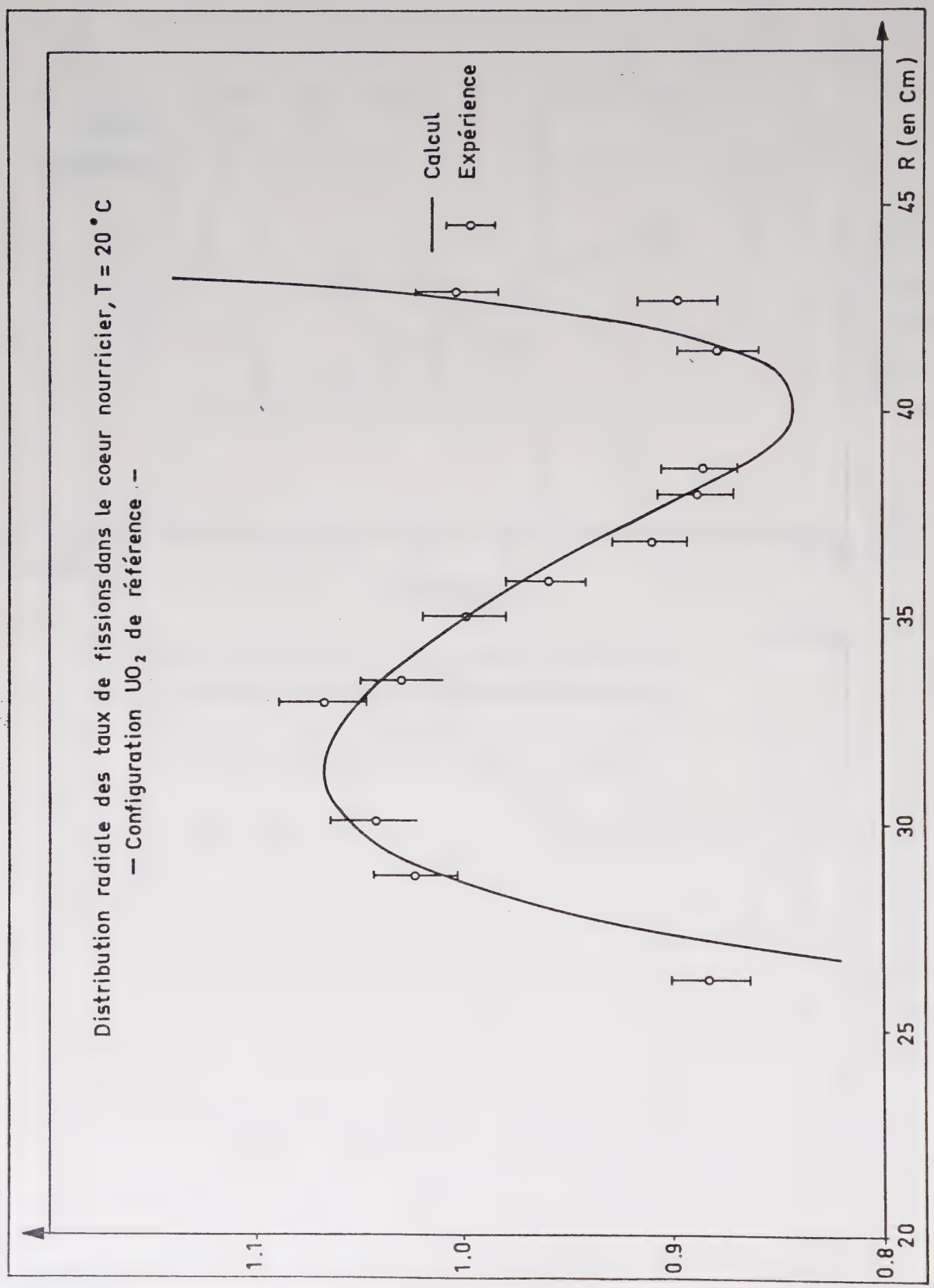
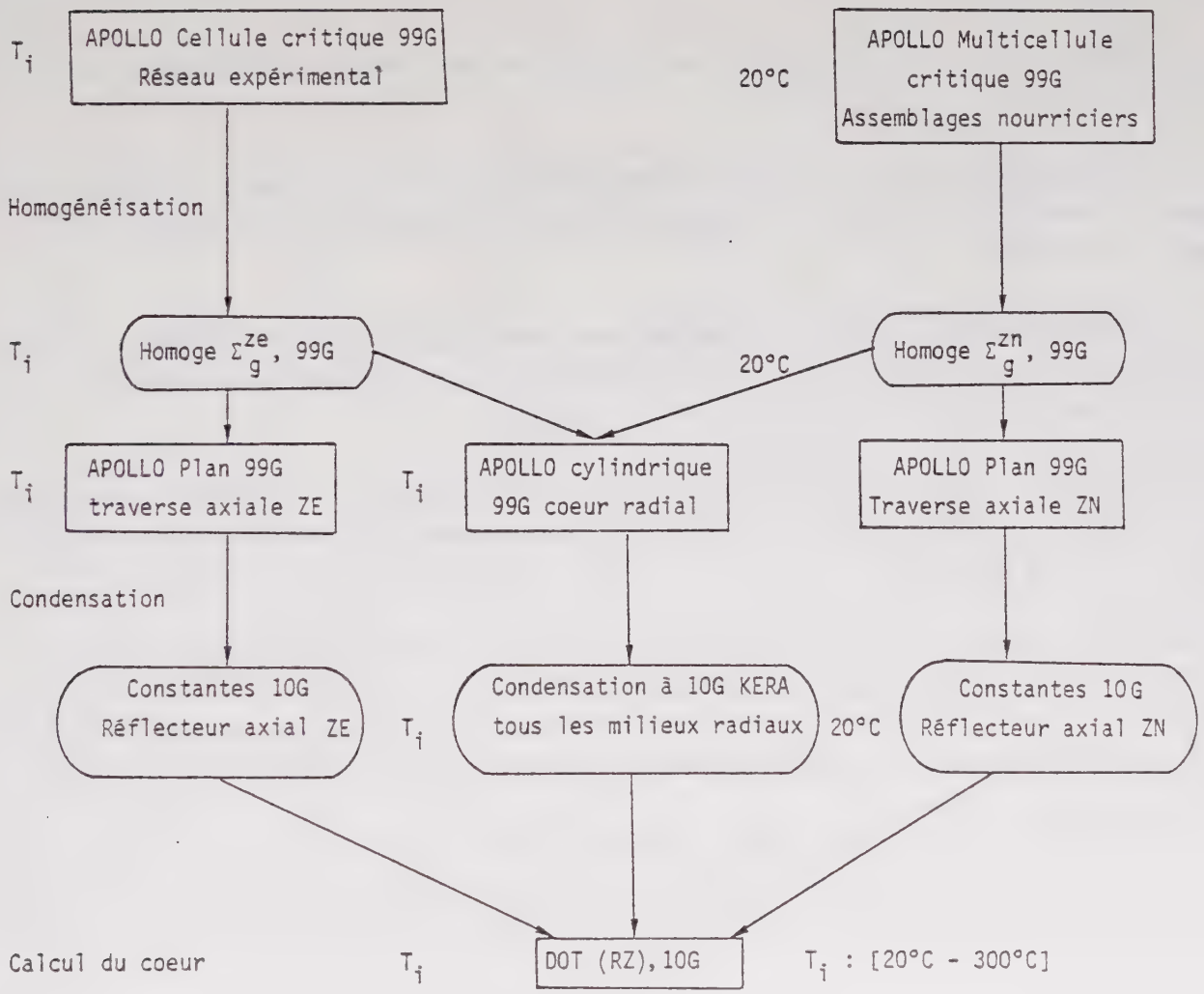

Activité
Distribution radiale des taux de fissions dans le coeur nourricier, T = 20 °C
— Configuration UO_2 de référence —
Calcul
Expérience
1.1
1.0
0.9
0.8
20
25
30
35
40
45
R (en Cm)

Figure V.13

c) Dans le cas de la configuration UO_2 - PuO_2, un réflecteur de chaleur très mince en Inox n'avait pas été pris en compte dans les calculs, l'effet en réactivité lié à la présence de ce réflecteur est de -250 pcm.

Une fois ces corrections faites, il reste un écart expérience calcul d'environ + 800 pcm qui est tout à fait cohérent avec la surestimation habituelle par le code APOLLO du keff des réseaux surmodérés à froid.

RESUME DU SCHEMA DE CALCUL DU COEUR



7. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre les principales études qui nous ont permis de définir et valider un schéma de calcul pour l'interprétation de l'expérience CREOLE. Ce schéma peut trouver son application d'une manière plus générale dans le calcul des coeurs expérimentaux couplés thermique - thermique.

Ce schéma se fonde sur des calculs de transport du coeur du fait des problèmes neutroniques spécifiques de ce type de réacteurs : faible volume des différentes régions "homogènes" (nombreux problèmes d'interface), niveau de fuites important et effet de "streaming" dans les milieux intercalaires entre les deux zones fissiles. Nous rappelons les principales caractéristiques de ce schéma de calcul :

- L'homogénéisation des régions fissiles est effectuée avec APOLLO par des calculs cellule ou multicellule.

- La condensation en énergie des sections des différents milieux est ensuite réalisée sur le coeur : le spectre de condensation, provenant d'un calcul de transport sur un modèle radial du coeur, est réaliste.

- Les bibliothèques de sections condensées, pour chaque région à faible variation de spectre (définition de zones tampons), sont injectées dans un calcul de transport sur la géométrie réelle du coeur : DOT RZ.

La nécessité de calculs d'interprétation à 3 dimensions découle de la différence de hauteurs actives des deux zones fissiles et de l'effet de "streaming" dans les structures intercalaires, en particulier dans le vide.

Pour minimiser les coûts de ce type de calcul nous avons effectué différentes études d'optimisation. Celles-ci nous conduisent à proposer les discrétisations suivantes pour les calculs DOT : un maillage à 10 groupes d'énergie dont 6 thermiques, des découpages spatiaux assurant le meilleur rapport précision/coût pour les deux axes radial et axial, une quadrature angulaire en S_4.

Pour optimiser la représentation des réflecteurs dans les calculs de coeur, nous proposons une méthode qui se fonde sur la détermination de l'épaisseur de réflecteur "infini" et des conditions aux limites associées ; ces paramètres sont calculés par un modèle de diffusion à 2 groupes d'énergie.

Les problèmes axiaux spécifiques à CREOLE, découlant du fort niveau de fuites axiales dans le vide intercalaire, ont été analysés ; nous en avons déduit les valeurs d'albedos aux limites permettant de prendre correctement en compte ces effets dans les calculs DOT RZ.

Un modèle de calcul du coeur en géométrie cylindrique a été développé pour les études préliminaires, pour l'évaluation de certains effets correctifs et pour les calculs de spectre de condensation en énergie. Nous définissons une mise en oeuvre de ce modèle radial et proposons un mode de représentation des fuites axiales dans le vide.

En résumé, nous disposons d'un schéma de calcul, optimisé sur la géométrie du coeur CREOLE, mais adapté au calcul de différents types de réacteurs couplés (y compris pour les zones nourricières MTR et les zones expérimentales d'oxyde mixte). L'interprétation des mesures de distributions des taux de fissions et de variations de taille critique réalisées dans CREOLE a permis de valider ce schéma de calcul.

CHAPITRE VI

DEPOUILLEMENT ET INTERPRETATION DES EXPERIENCES REALISEES DANS CREOLE

1. INTERPRETATION DES MESURES DIFFERENTIELLES DES EFFETS EN REACTIVITE

1.1. Dépouillement des mesures

Nous rappelons que, pour les configurations (a) et (b) les mesures de variations de réactivité ont été réalisées en quatre paliers de température correspondant à quatre chargements différents du coeur nourricier ; par contre, dans la configuration (c) (UO_2 avec 1200 ppm de bore) toutes les mesures sont réalisées en un seul palier avec le même chargement du coeur nourricier.

A partir de l'équation de Nordheim et d'un formalisme de diffusion multigroupe, le code CHRONOS [30] permet de transformer les valeurs de temps de doublement mesurées en réactivité ; le β_{eff} de la pile a ainsi été calculé [31] en utilisant les constantes des neutrons retardés proposées par Keepin et Wimett [32].

Au cours de la montée en température dans la boucle, un léger échauffement du coeur nourricier a été observé. Pour évaluer avec précision cet effet, des mesures de température ont également été réalisées dans le coeur nourricier. Il s'en est suivi de faibles corrections de réactivités mesurées (inférieures à 3 pcm), déduites de la valeur calculée du coefficient de température du coeur nourricier.

Les courbes de réactivité mesurée, déduites en fonction de la température sont présentées sur les figures (1), (2) et (3) pour les trois configurations : (a), (b) et (c). Un certain nombre de mesures de recalage ont eu lieu dans les configurations (a) et (b), de façon à permettre le raccordement des mesures effectuées dans les différents paliers. Pour la configuration (c), nous disposons directement d'une courbe continue, et aucun raccordement n'est nécessaire.

Pour améliorer la précision de cette information expérimentale et la condenser sous une forme analytique simple, nous avons lissé les points de mesures par la méthode des moindres carrés, pour les trois configurations de mesures.

Un premier essai de lissage de chaque palier individuellement permet de rendre compte de l'information spécifique, à chaque domaine de température. Ce dépouillement montre que la précision obtenue est faible, particulièrement aux extrémités de paliers : cèci est logique car on n'intègre pas au cours du dépouillement d'un palier l'information expérimentale fournie par les paliers voisins.

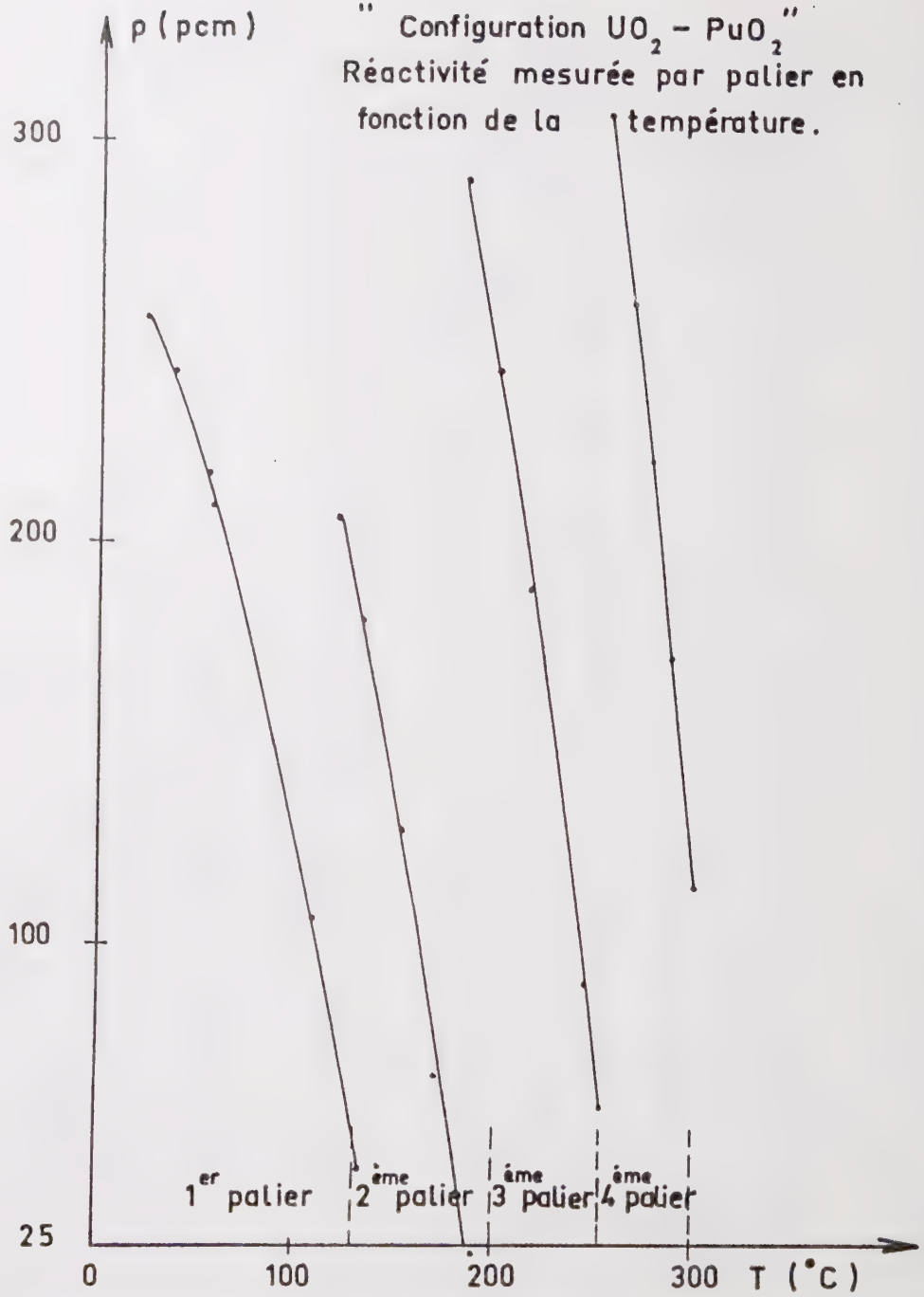


Figure VI.1

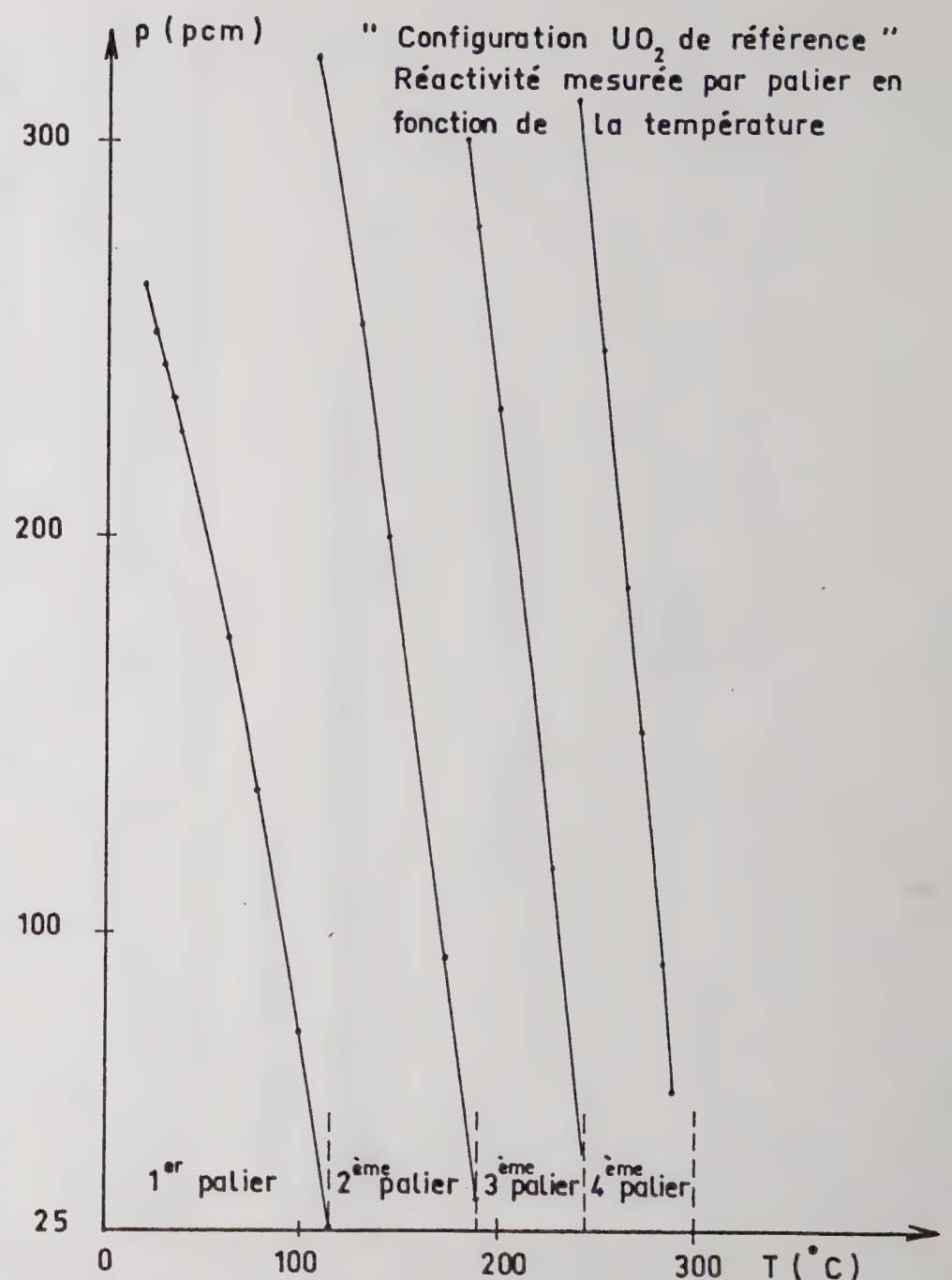


Figure VI.2

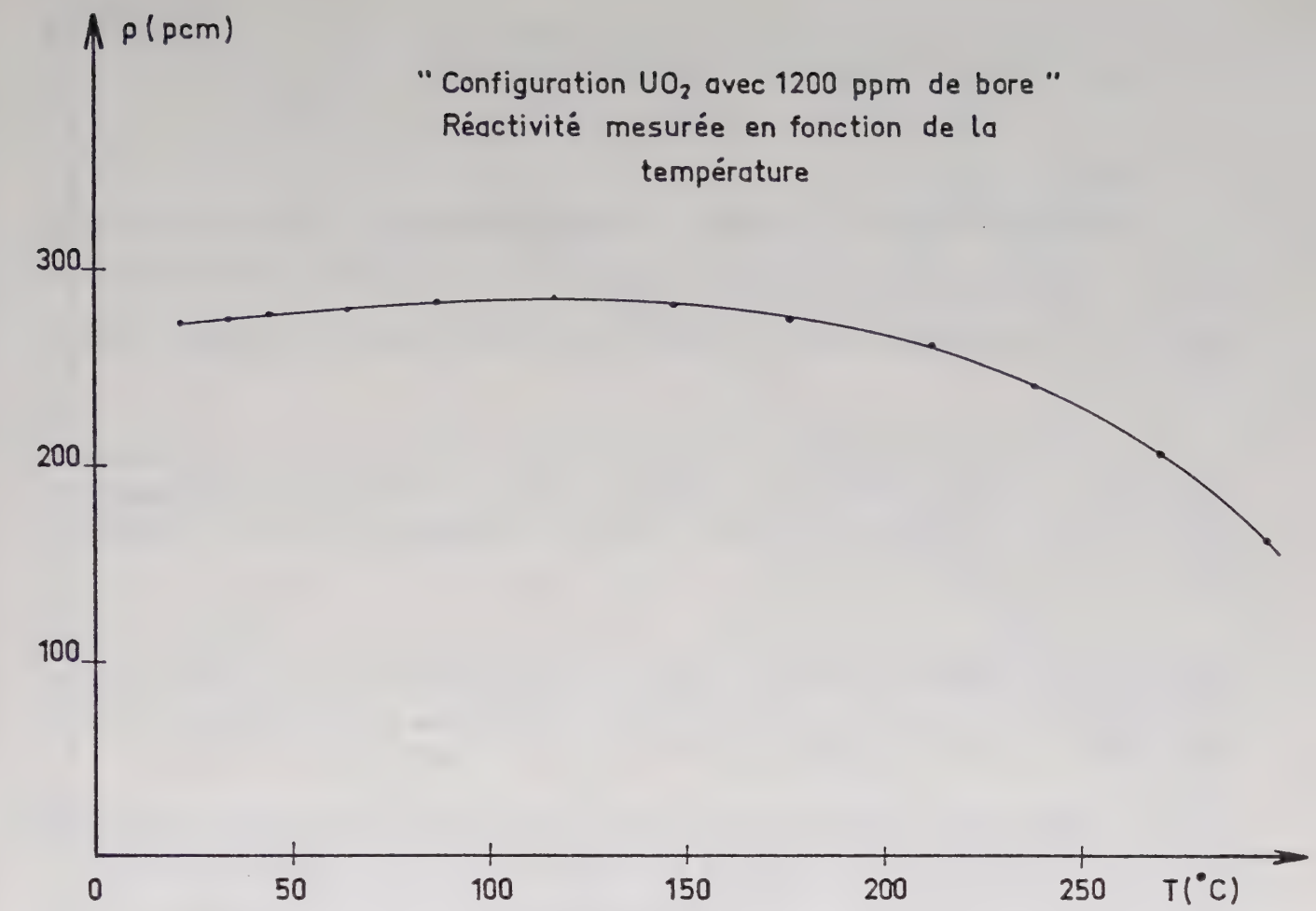


Figure VI.3

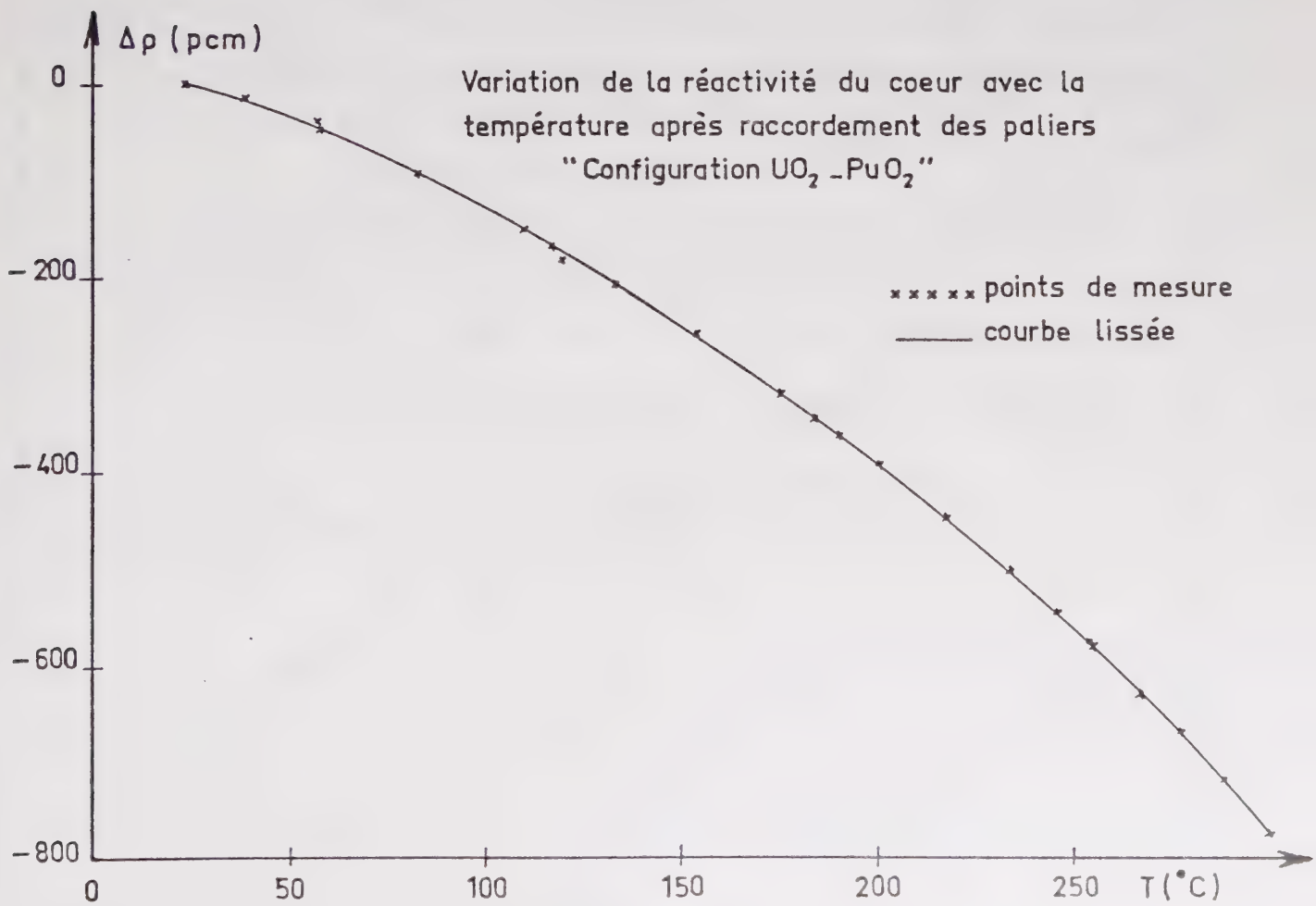


Figure VI.4

Nous sommes donc amenés à considérer l'information expérimentale dans sa globalité et à raccorder les paliers. Ce raccordement des points expérimentaux est réalisé avec précision à partir de l'écart entre les courbes lissées de deux paliers consécutifs dans leur zone de recouvrement. Ce raccordement conduit aux courbes expérimentales continues présentées sur les figures (4) et (5).

Le critère qui doit déterminer le degré de polynôme à ajuster sur les points de mesures, est le suivant : la variance doit être minimisée et la forme du coefficient de température obtenue doit restituer les différentes pentes du coefficient de température obtenues en considérant chaque palier indépendamment des autres.

Sur les figures (6), (7) et (8) nous avons porté pour ces trois configurations les formes du coefficient de température obtenues, suivant que le dépouillement est fait par palier ou sur l'ensemble des paliers raccordés (lissage de la réactivité par des polynômes de 3ème et de 4ème degré, donnant des fonctions de 2ème et de 3ème degré pour le coefficient de température).

Nous constatons sur ces trois figures que le dépouillement par palier donnant des formes linéaires pour le coefficient de température dans chaque palier est loin d'être satisfaisant puisqu'il conduit à de grosses discontinuités de pente entre les paliers. Le lissage de l'ensemble des points de mesures par un polynôme du 3ème degré, conduisant à une forme parabolique pour le coefficient de température, bien qu'il supprime les discontinuités entre paliers, ne permet pas de restituer la pente obtenue dans chaque palier. Ceci est lié à une pente mesurée plus forte dans les paliers extrêmes correspondant aux températures ambiantes et voisines de la saturation ; en conséquence l'ajustement parabolique ne permet pas de décrire le point d'inflexion situé dans les deux paliers intermédiaires.

L'ajustement d'un polynôme de 4ème degré sur la réactivité donnant une fonction de 3ème degré pour le coefficient de température résout ce problème et s'adapte parfaitement aux variations de pente sur l'ensemble du domaine de température. C'est donc cette dernière solution qui a été adoptée pour les trois configurations étudiées.

1.2. Procédure de calcul utilisée pour l'interprétation des mesures

Au niveau de l'interprétation le problème des paliers se pose de manière différente : les valeurs calculées de la réactivité du réacteur sont continues. En conséquence, il n'est plus nécessaire pour le lissage de disposer de nombreux points en température, et notamment à l'intérieur des paliers.

Les calculs du coeur (DOT RZ) sont donc effectués pour les températures correcpondant aux limites des paliers dans les configurations (a) et (b). Pour la configuration (c) où les mesures sont réalisées en un seul palier, les calculs sont effectués pour les mêmes températures que dans la configuration (b) (avec un point supplémentaire à 70°C à titre de test , on est donc conduit à 6 points pour couvrir l'échelle de température).

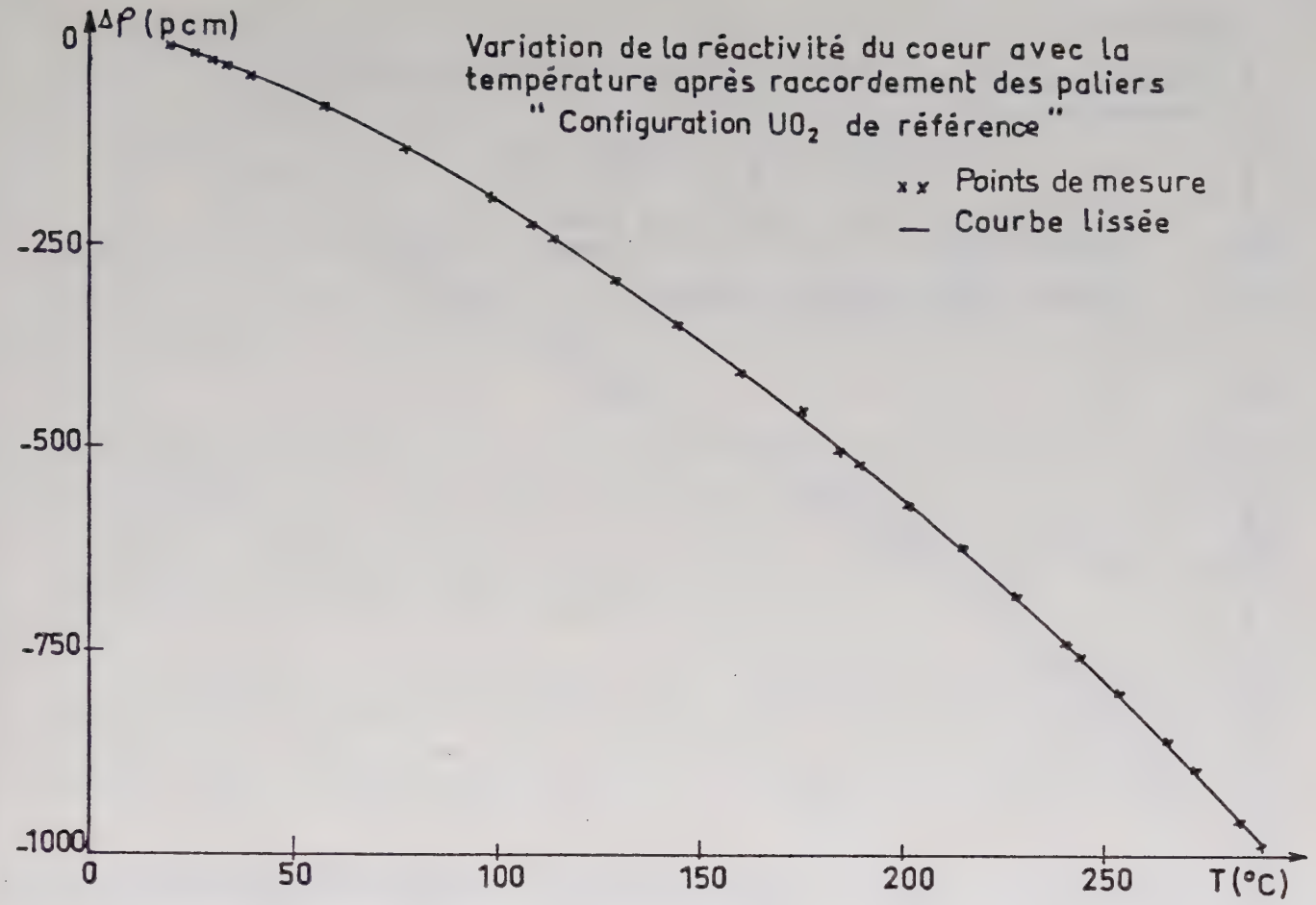


Figure VI.5

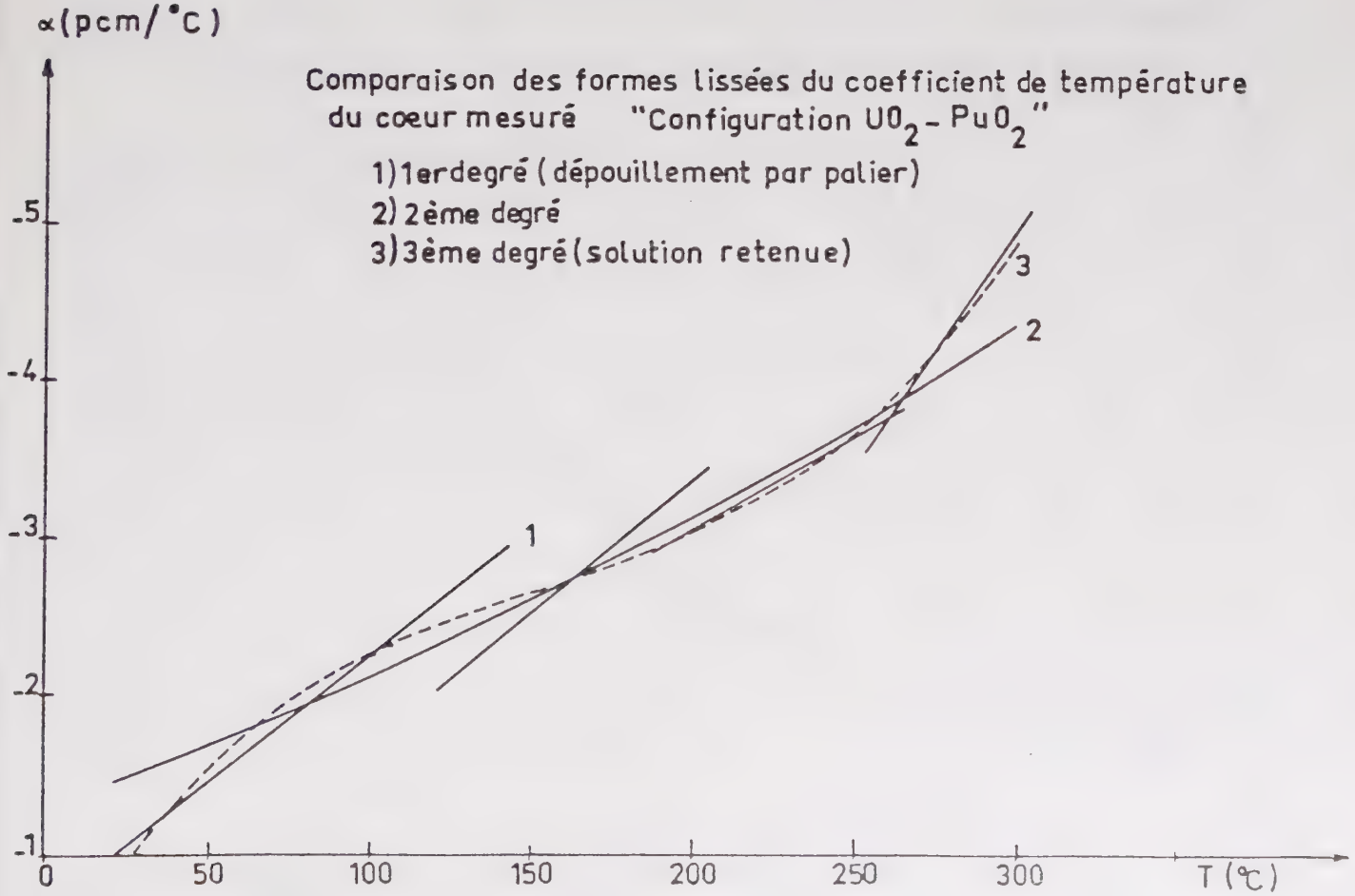


Figure VI.6

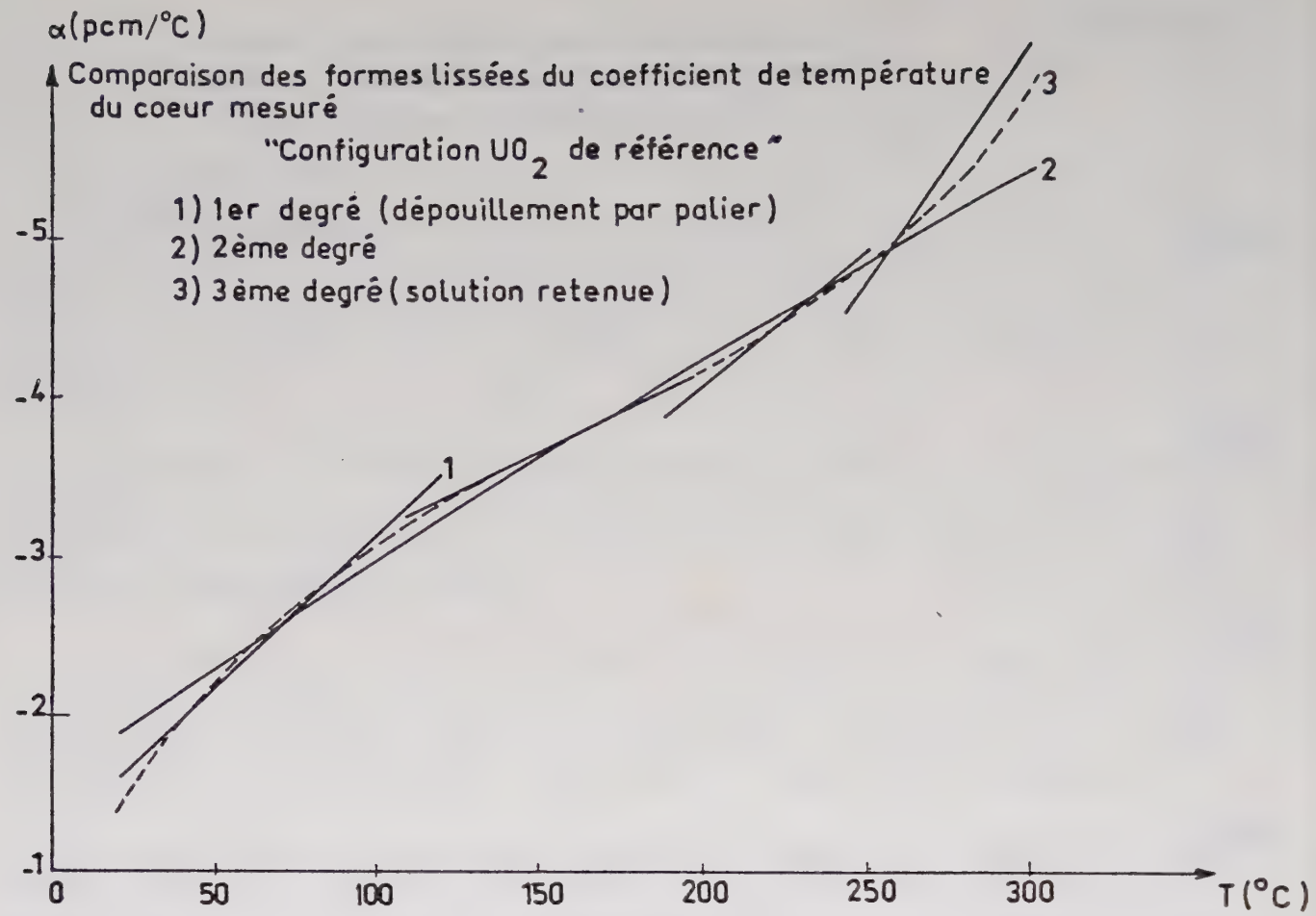


Figure VI.7

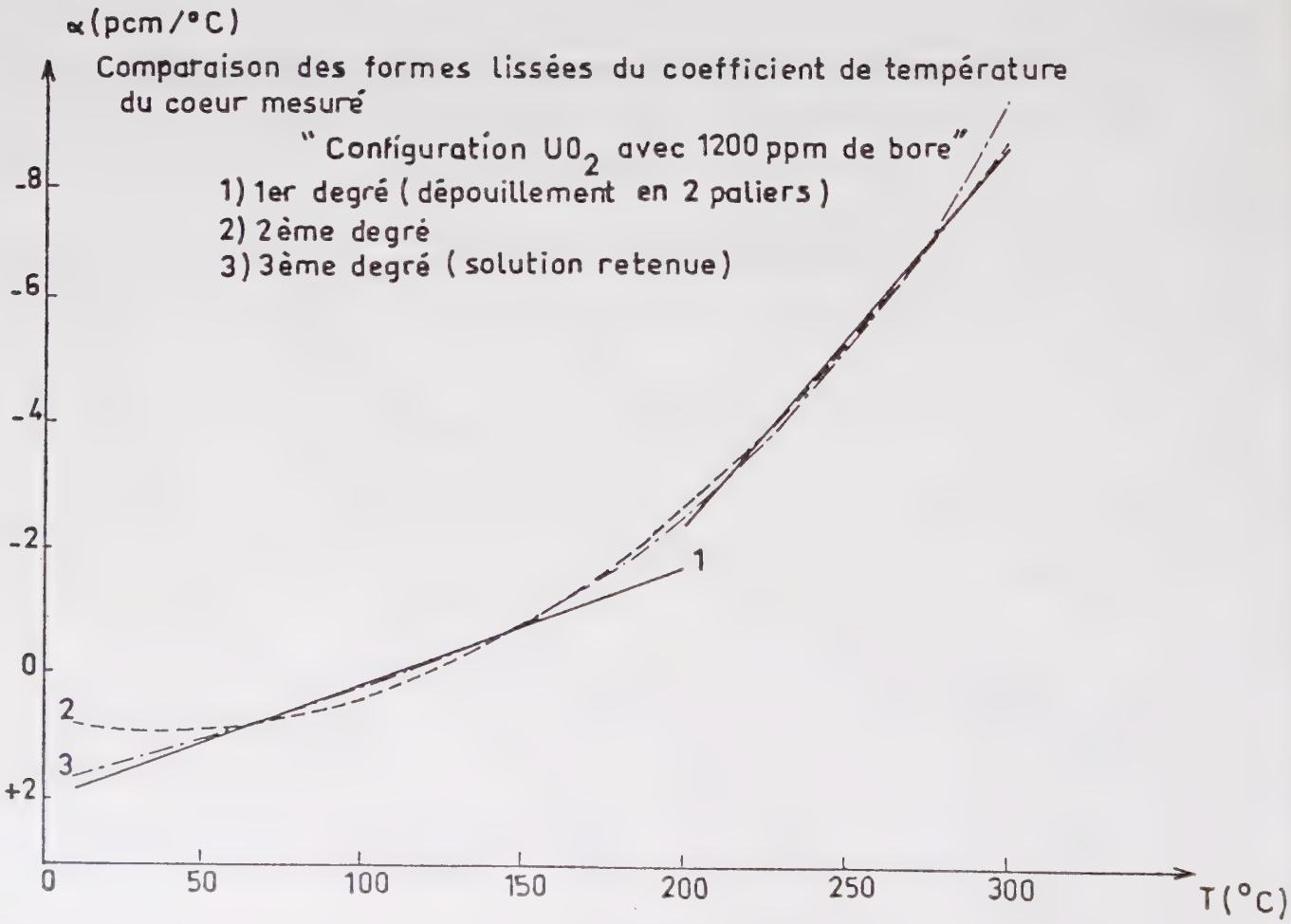


Figure VI.8

Pour éliminer les effets de chargement dans les configurations (a) et (b) et raccorder les différents paliers entre eux, il est nécessaire d'effectuer pour chaque température qui est une limite commune à deux paliers voisins, deux calculs du coeur qui diffèrent uniquement par le chargement du coeur nourricier.

Après avoir recalé les paliers entre eux, les variations de réactivité calculées dans les trois configurations (a), (b) et (c) sont lissées par la méthode des moindres carrés en adoptant un polynôme de 3ème degré. En effet, nous avons vérifié qu'il n'était pas nécessaire d'utiliser un polynôme de degré supérieur dans ce cas ; ceci est lié au fait que les coefficients de température calculés ne présentent pas de point d'inflexion.

La discontinuité aux extrémités des paliers, engendrée par le rechargement de la zone nourricière, est prise en compte de la même manière dans le dépouillement des mesures et dans les calculs d'interprétation ; cette cohérence lève l'ambiguité associée à la définition d'un coefficient de température "coeur" unique et continu sur l'ensemble du domaine de température exploré.

1.3. Comparaison expérience-calcul

Les figures (9), (10), et (11) donnent les formes lissées du coefficient de température du coeur mesurées et calculées, pour les trois configurations (a), (b) et (c). Les expressions analytiques du coefficient de température et de l'écart expérience-calcul sont regroupés dans le tableau (1).

Les écarts expérience-calcul sur le coefficient de température du coeur en fonction de la température de la boucle pour les trois configurations (a), (b) et (c), sont portés sur les figures (12), (13) et (14). On constate sur ces trois figures que l'écart expérience-calcul dépend fortement du domaine de température considéré. Ainsi, dans la configuration (a) (UO_2 - PuO_2), le calcul surestime la valeur absolue du coefficient de température du coeur aux températures ambiantes ; l'écart devient négligeable et à peu près constant entre 70°C et 250°C. Au delà de 250°C, l'écart expérience-calcul change de signe et le calcul semble sous-estimer dans ce domaine de température la valeur absolue du coefficient de température du coeur. Dans le cas de la configuration (b) (réseau UO2 sans bore), la courbe de l'écart expérience-calcul présente une forme analogue à celle obtenue dans la configuration (a), avec cependant un décalage de la courbe vers le bas, donc une plus nette tendance à la surestimation par le calcul pour les températures inférieures à 260°C, température à partir de laquelle nous retrouvons l'inversion du signe de l'écart expérience-calcul. Enfin, dans la configuration (c), la forme de l'écart expérience-calcul est légèrement différente par rapport aux cas précédents. En effet, la courbe ne présente plus de point d'inflexion . Nous retrouvons toutefois une nette tendance à la surestimation de la valeur absolue du coefficient de température du coeur par le calcul, pour les températures inférieures à 200°C ; l'écart expérience-calcul devient constant et très légèrement positif au delà de cette température.

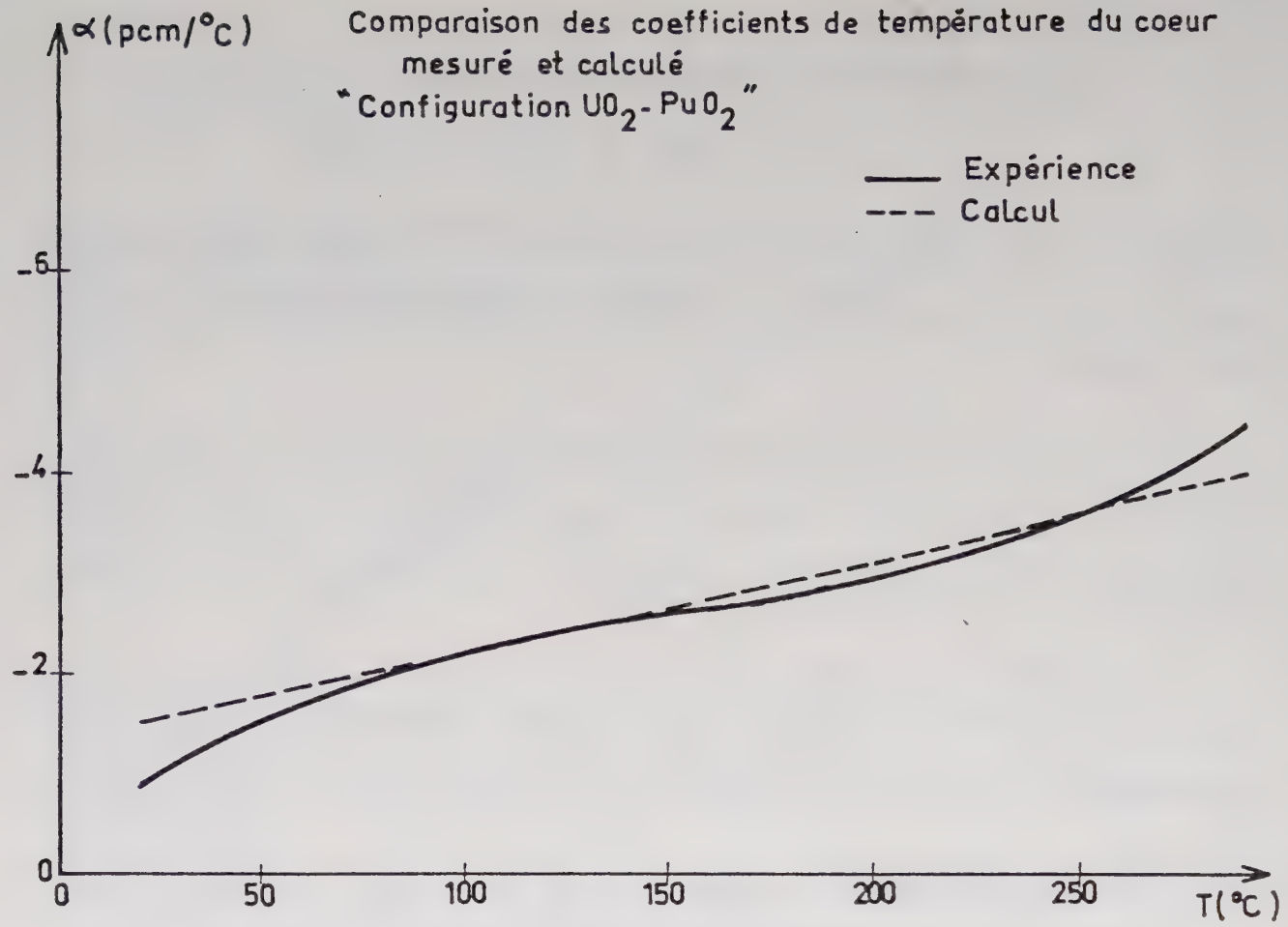


Figure VI.9

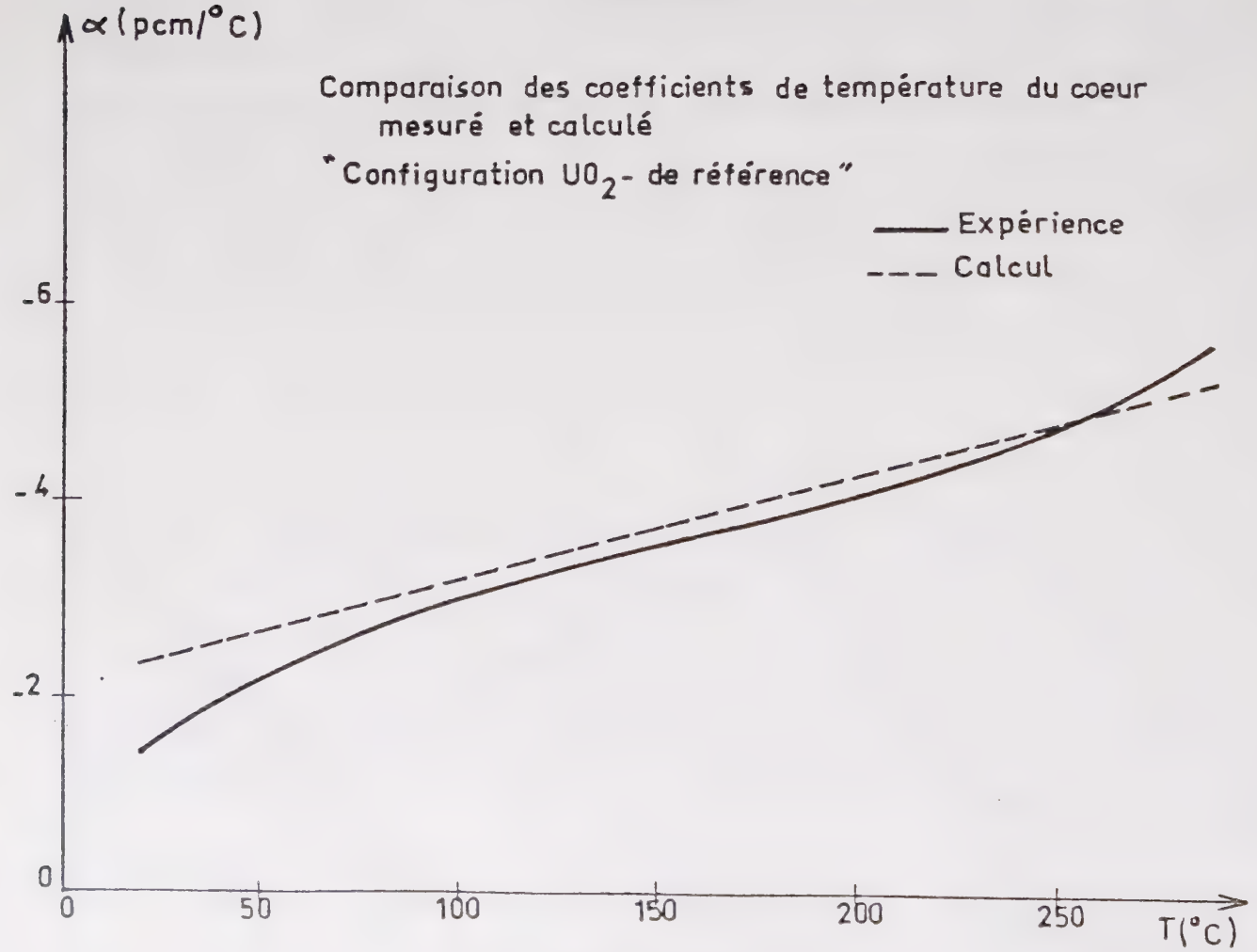


Figure VI.10

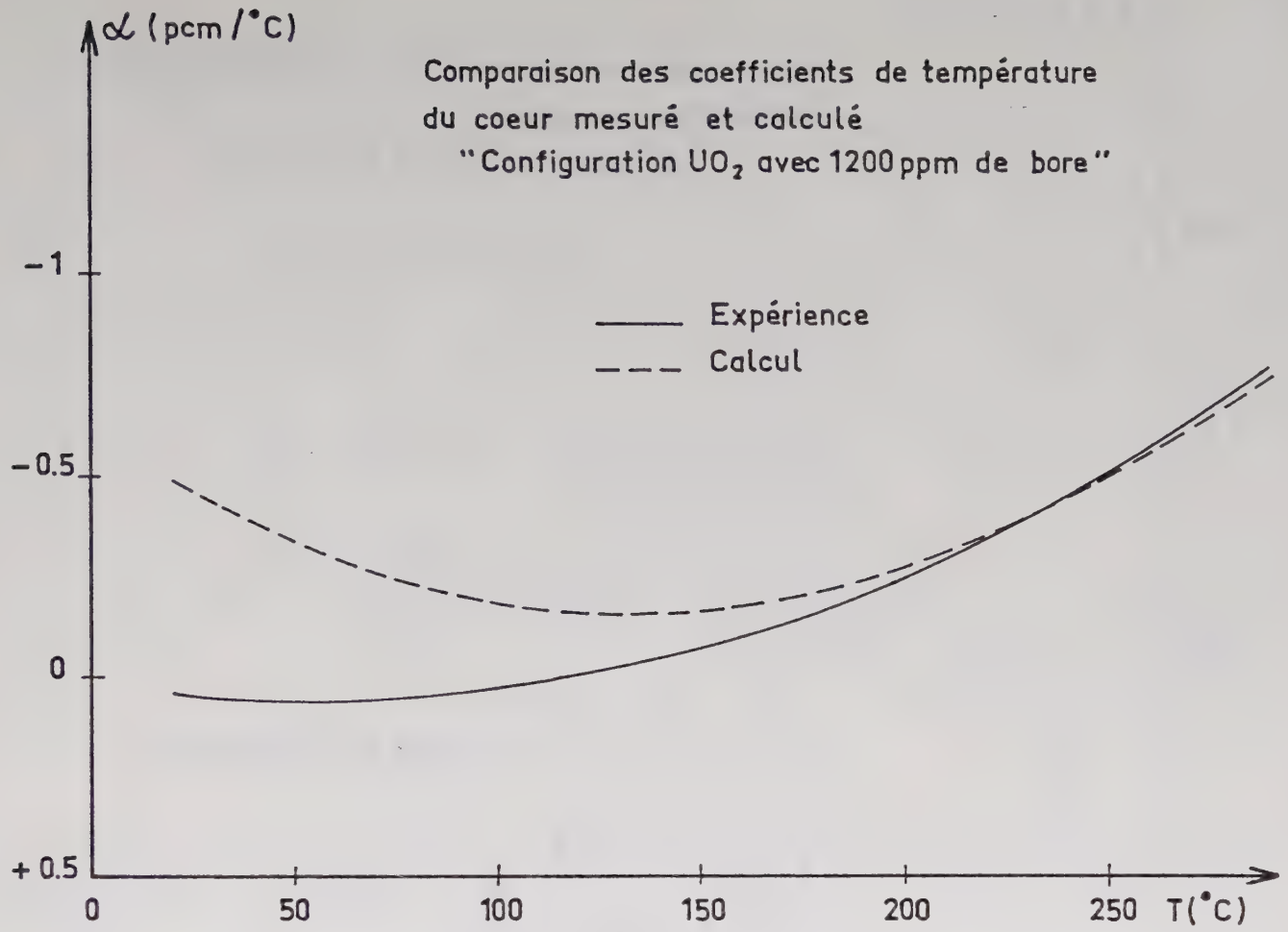


Figure VI.11

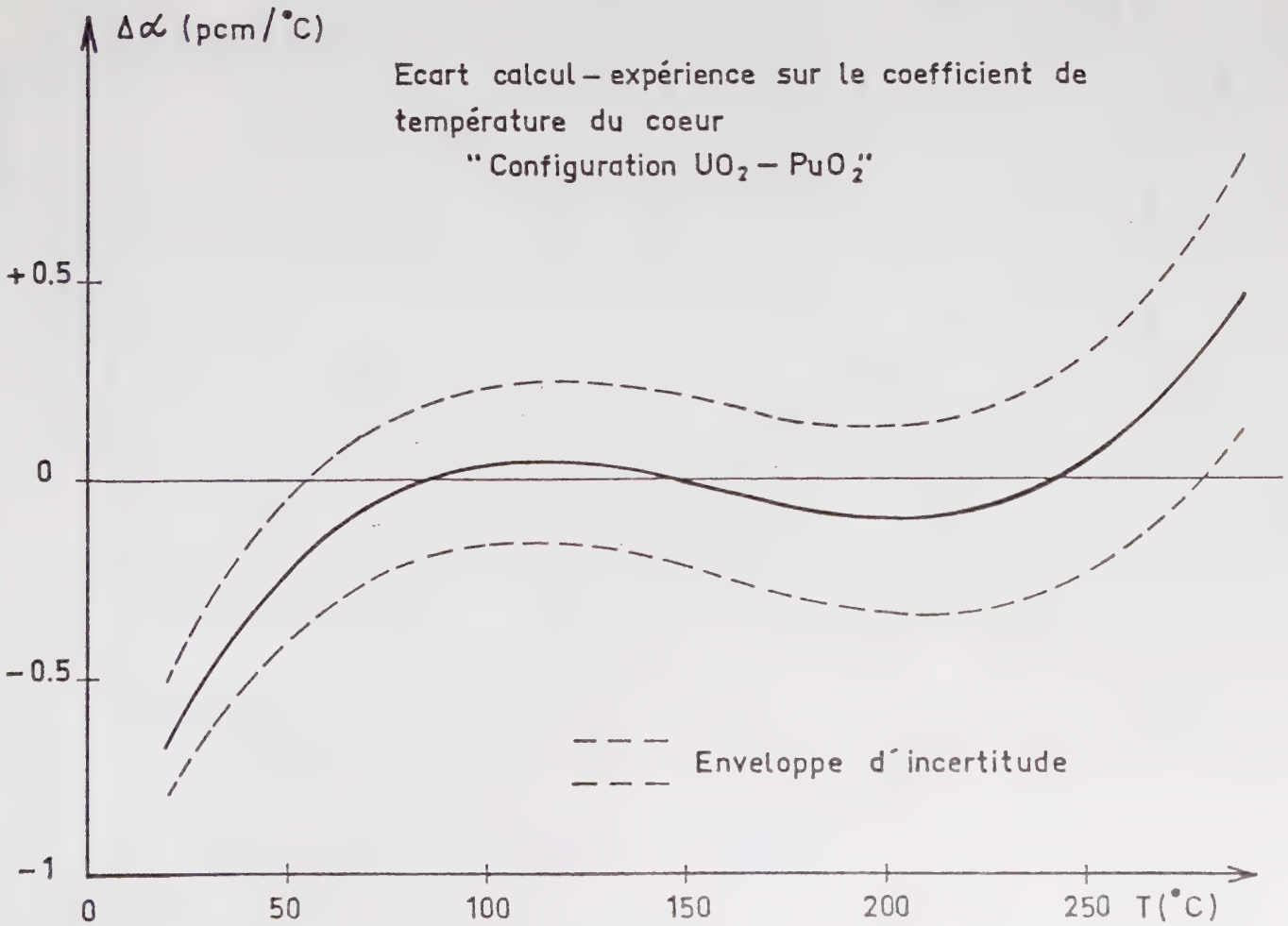


Figure VI.12

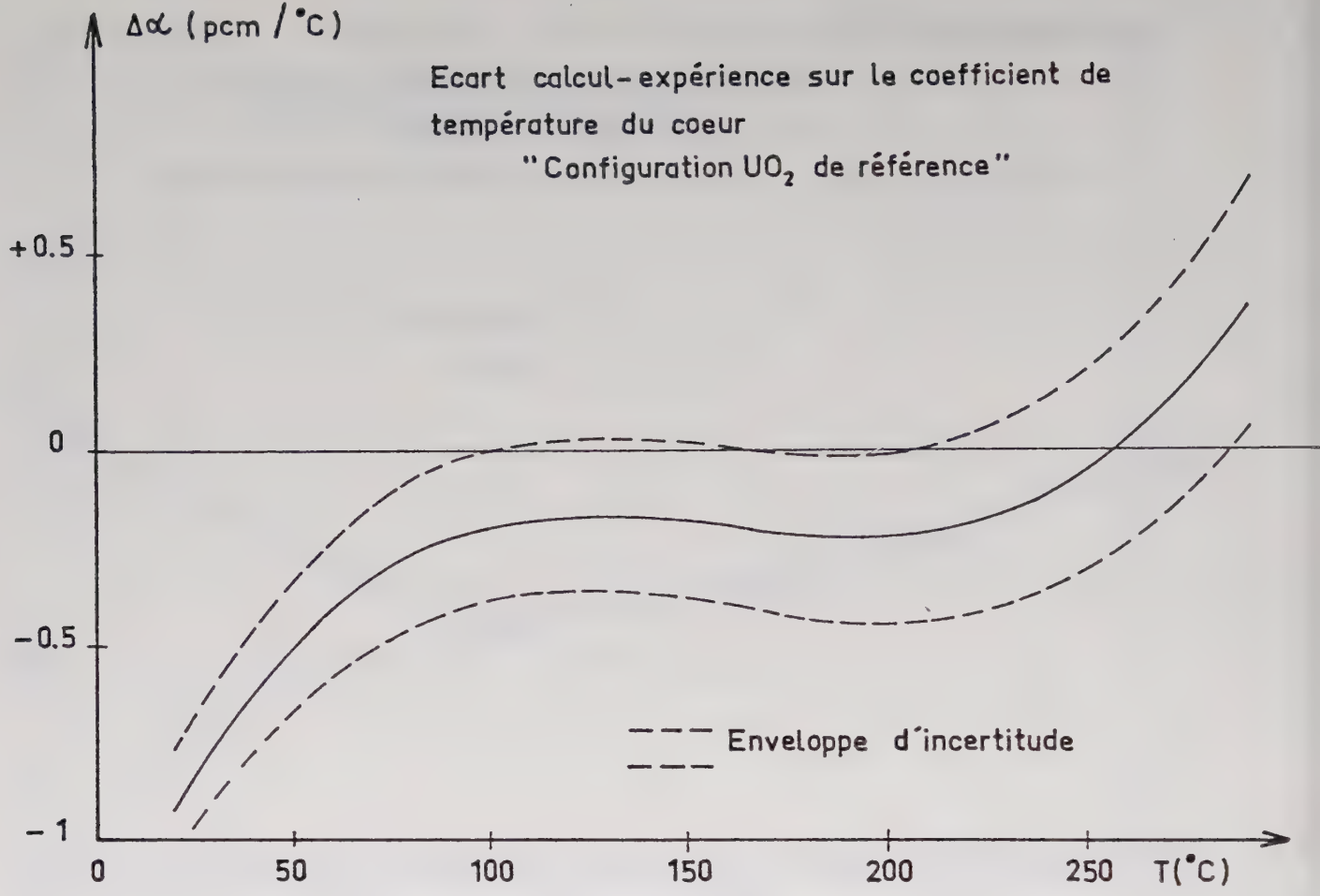


Figure VI.13

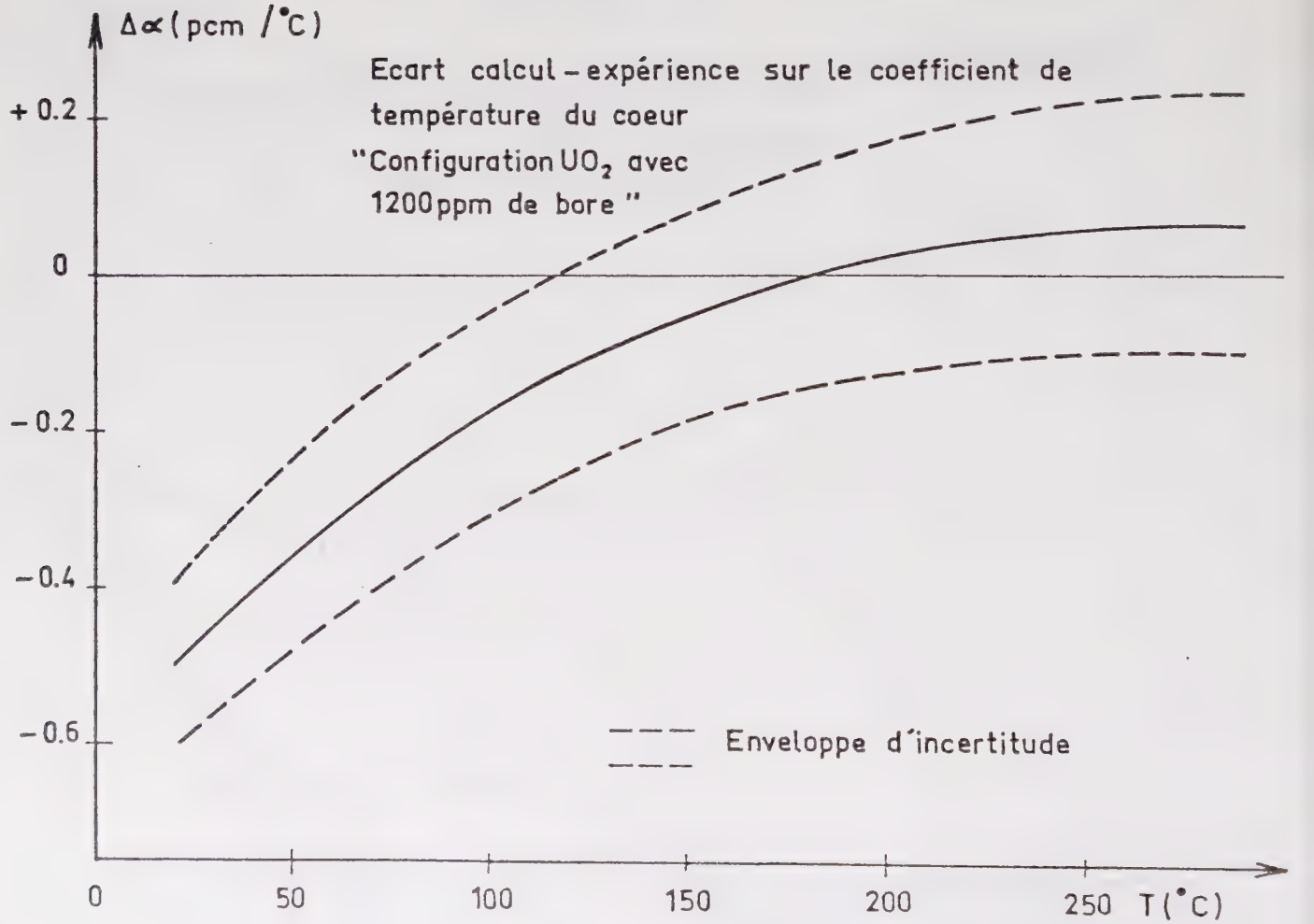


Figure VI.14

TABLEAU VI.1

COMPARAISON DES FORMES LISSEES DU COEFFICIENT
DE TEMPERATURE, CALCULEES ET MESUREES SUR LE COEUR

Réseau $UO_2 - PuO_2$	$\alpha = \frac{d\rho}{dT}$ pcm/°C	Calcul	$- 1.36199 - 7.59994.10^{-3} . T - 4.92909.10^{-6} . T^2$
		Expérience	$- 0.258124 - 3.25027.10^{-2} . T + 1.664819.10^{-4} . T^2 - 3.59627.10^{-7} . T^3$
	$\Delta\alpha$(C - E) pcm/°C		$- 1.103865 + 2.490278.10^{-2} . T - 2.714109.10^{-4} . T^2 + 3.596269.10^{-7} . T^3$
Réseau UO_2 sans bore	$\alpha = \frac{d\rho}{dT}$ pcm/°C	Calcul	$- 2.1314 - 1.0650.10^{-2} . \bar{T} + 8.93880.10^{-9} . T^2$
		Expérience	$- 0.794108 - 3.42914.10^{-2} . T + 1.55194.10^{-4} . T^2 - 3.239433.10^{-7} . T^3$
	$\Delta\alpha$(C - E) pcm/°C		$- 1.337292 + 2.364138.10^{-2} . T - 1.551849.10^{-4} . T^2 + 3.239433.10^{-7} . T^3$
Réseau UO_2 avec 1200 ppm du bore	$\alpha = \frac{d\rho}{dT}$ pcm/°C	Calcul	$- 0.632436 + 7.36205.10^{-3} . T - 2.986294.10^{-5} . T^2 + 1.097305.10^{-8} . T^3$
		Expérience	$+ 1.88997.10^{-2} + 1.538809.10^{-3} . T - 1.384675.10^{-5} . T^2 - 2.8050.10^{-9} . T^3$
	$\Delta\alpha$(C - E) pcm/°C		$- 0.613536 + 5.82324.10^{-3} . T - 1.601619.10^{-5} . T^2 + 1.377805.10^{-8} . T^3$

1.4. Résultats de l'analyse des bilans neutroniques des calculs du coeur

L'application du formalisme de décomposition du bilan neutronique des calculs du coeur décrit dans le chapitre 5, aux différents calculs réalisés pour les configurations (a), (b) et (c), conduit aux résultats rassemblés dans les tableaux (2A), (3A) et (4A). L'analyse de ces résultats permet de dégager les remarques suivantes :

On constate que la contribution de l'effet de température sur le facteur antifuite radial (F_{rad}) au coefficient de température global est très importante. D'autre part, l'effet global sur les fuites (facteurs : F_{rad}, F_{ax}, F_{β}) donne une forte contribution négative au coefficient de température du coeur. Notons enfin que l'effet de température sur les fuites axiales de la zone expérimentale (facteur F_{ax}^{ze}) donne une contribution positive au coefficient de température du coeur ; en effet la température du réflecteur axial de la zone expérimentale varie et il en résulte un effet de température positif, dû à la variation du laplacien géométrique par l'intermédiaire de l'économie du réflecteur ; cet effet positif l'emporte donc sur l'effet négatif lié à la variation de l'aire de migration du milieu expérimental.

La variation avec la température des absorptions dans les structures (facteur f_c) donnent une contribution positive non négligeable au coefficient de température : cet effet parasite représente environ la moitié de l'effet de k_∞ des réseaux expérimentaux non borés.

Les tableaux (2B), (3B) et (4B) donnent la décomposition de l'effet de température sur le facteur de reproduction du coeur η_c :

- Nous constatons que dans le premier palier, entre 20°C et 120°C environ, les effets de poids neutroniques liés au basculement du flux et les effets de couplage de spectre (zone expérimentale à chaud et coeur nourricier à froid) sont faibles. La contribution négative de l'effet lié au k_∞ de la boucle (effet faisant l'objet de l'étude expériementale) est fondamentale : elle représente plus de 80% de l'effet total.

- Au fur et à mesure que la température augmente les effets parasites de poids et de couplage de spectre deviennent importants et ils contrebalancent progressivement l'effet lié au k_∞ du réseau étudié.

- Dans la configuration (c) (UO_2 avec 1200 ppm du bore) la contribution de l'effet sur η_c au coefficient de température est positive et elle augmente avec la température. Ceci est dû à la faible contribution de l'effet lié au k_∞ de ce réseau fortement boré.

Ces résultats montrent clairement que la contribution des effets de fuites liés à la variation de l'aire de migration, au coefficient de température mesuré, est prépondérante dans cette expérience par rapport à celle des effets de k_∞. D'autre part les effets parasites du coeur

TABLEAU VI-2A

UO_2 - PUO2 - DOT (RZ)

BILANS NEUTRONIQUES, EFFETS DE TEMPERATURE SUR LES DIFFERENTS FACTEURS

	1er PALIER		2ème PALIER		3ème PALIER		4ème PALIER	
TEMPERATURE →	20ºC	130ºC	130ºC	200ºC	200ºC	254ºC	254ºC	296ºC
η_c	1.399387	1.398344	1.398383	1.397815	1.397927	1.397561	1.397673	1.397432
fc	0.9764335	0.9769984	0.9770942	0.9775620	0.9778162	0.9782249	0.9784596	0.9787897
F_{ax}^{zn}	0.9665154	0.9663474	0.9663508	0.9661249	0.9661288	0.9658807	0.9658854	0.9656524
F_{ax}^{ze}	0.9910153	0.9916312	0.9916659	0.9921689	0.9922542	0.9927230	0.9927985	0.9932294
F_{rd}	0.8487266	0.8471582	0.8476326	0.8461492	0.8475031	0.8461026	0.8474564	0.8462106
F_β	0.9241739	0.9235721	0.9237790	0.9232584	0.9238493	0.9233305	0.9239251	0.9234362
W_{ze}(%)	10.087	9.494	9.376	8.747	8.537	7.985	7.929	7.365
Keff	1.02657	1.02430	1.02527	1.02325	1.02599	1.02410	1.02681	1.02512
(en pcm/ºc)	20ºC - 130ºC		130ºC - 200ºC		200ºC - 254ºC		254ºC - 290ºC	
$\partial\eta_c/\eta_c$	- 0.678		- 0.580		- 0.485		- 0.410	
$\partial f_c/f_c$	+ 0.526		+ 0.684		+ 0.774		+ 0.803	
$\partial F_{ax}^{zn}/F_{ax}^{zn}$	- 0.158		- 0.334		- 0.475		- 0.574	
$\partial F_{ax}^{ze}/F_{ax}^{ze}$	+ 0.565		+ 0.724		+ 0.875		+ 1.033	
$\partial F_{rd}/F_{rd}$	- 1.680		- 2.500		- 3.060		- 3.500	
$\partial F_\beta/F_\beta$	- 0.592		- 0.805		- 1.040		- 1.260	
∂Keff/Keff	- 2.017		- 2.811		- 3.412		- 3.908	

TABLEAU VI-2B

UO_2 - PUO2 - DOT (RZ)

DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR η_c

Température →	20ºC	130ºC	130ºC	200ºC	200ºC	254ºC	254ºC	296ºC
C_{zn}	1.00770	1.00763	1.00761	1.00755	1.00750	1.00743	1.00739	1.00731
W_{zn}	89.913	90.506	90.624	91.253	91.463	92.017	92.070	92.635
C_{ze1}	1.01594	1.01884	1.01836	1.02121	1.02077	1.02438	1.02463	1.02892
K_∞^{ze1}	1.28670	1.26338	1.26338	1.24120	1.24120	1.21828	1.21828	1.19402
W_{ze1}	4.161	3.877	3.822	3.518	3.422	3.159	3.136	2.868
C_{ze2}	1.02606	1.03167	1.03142	1.03921	1.03924	1.04909	1.04939	1.06210
K_∞^{ze2}	1.26494	1.24411	1.24411	1.22375	1.22375	1.20211	1.20211	1.17861
W_{ze2}	5.926	5.617	5.554	5.229	5.114	4.829	4.793	4.497
en pcm/ºc	20ºC - 130ºC		130ºC - 200ºC		200ºC - 254ºC		254ºC - 296ºC	
$\sum_i \alpha_i . (\partial W_i / W_i)$	+ 0.418		+ 0.805		+ 1.130		+ 1.488	
$\alpha_{zn} . (\partial C_{zn} / C_{zn})$	- 0.0585		- 0.0873		- 0.1238		- 0.1890	
$\alpha_{ze1} . (\partial C_{ze1} / C_{ze1})$	+ 0.101		+ 0.141		+ 0.203		+ 0.280	
$\alpha_{ze2} . (\partial C_{ze2} / C_{ze2})$	+ 0.273		+ 0.550		+ 0.817		+ 1.247	
$\alpha_{ze1} . (\partial k_\infty^{ze1} / k_\infty^{ze1})$	- 0.640		- 0.882		- 1.061		- 1.328	
$\alpha_{ze2} . (\partial k^{ze2} / k_\infty^{ze2})$	- 0.823		- 1.191		- 1.524		- 2.014	
$\frac{1}{\eta_c} \cdot \frac{d\eta_c}{dT}$	- 0.729		- 0.664		- 0.559		- 0.516	

TABLEAU VI-3A

UO_2 - DOT (RZ)

BILANS NEUTRONIQUES, EFFETS DE TEMPERATURE SUR LES DIFFERENTS FACTEURS

	1er PALIER		2ème PALIER		3ème PALIER		4ème PALIER	
TEMPERATURE →	20ºC	115ºC	115ºC	190ºC	190ºC	245ºC	245ºC	290ºC
η_c	1.409115	1.407935	1.407910	1.406914	1.406904	1.406127	1.406136	1.405501
f_c	0.9718914	0.9723734	0.9727430	0.9732550	0.9735790	0.9740450	0.9743070	0.9747020
F_{ax}^{zn}	0.9669558	0.9666986	0.9667179	0.9663858	0.9664102	0.9660939	0.9661219	0.9658176
F_{ax}^{ze}	0.9902458	0.9908055	0.9909740	0.9915180	0.9916500	0.9921230	0.9922100	0.9926660
F_{rd}	0.8469830	0.8452619	0.8466143	0.8447539	0.8461055	0.8444488	0.8457999	0.8442927
F_β	0.9228860	0.9222442	0.9227810	0.9221410	0.9226790	0.9221030	0.9226440	0.9220876
W_{ze}(%)	10.733	10.053	9.860	9.036	8.883	8.180	8.077	7.416
Keff	1.02503	1.02219	1.02499	1.02205	1.02478	1.02221	1.02485	1.02251
(en pcm/ºc)	20ºC - 115ºC		115ºC - 190ºC		190ºC - 245ºC		245ºC - 290ºC	
$\partial\eta_c/\eta_c$	- 0.881		- 0.943		- 1.005		- 1.004	
$\partial f_c/f_c$	+ 0.522		+ 0.702		+ 0.870		+ 0.901	
$\partial F_{ax}^{zn}/F_{ax}^{zn}$	- 0.280		- 0.458		- 0.595		- 0.700	
$\partial F_{ax}^{ze}/F_{ax}^{ze}$	+ 0.595		+ 0.732		+ 0.867		+ 1.022	
$\partial F_{rd}/F_{rd}$	- 2.139		- 2.930		- 3.560		- 3.960	
$\partial F_\beta/F_\beta$	- 0.732		- 0.925		- 1.135		- 1.340	
∂Keff/Keff	- 2.915		- 3.822		- 4.558		- 5.081	

TABLEAU VI-3B

UO_2 - DOT (RZ)

DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR η_c

TEMPERATURE →	20ºC	115ºC	115ºC	190ºC	190ºC	245ºC	245ºC	290°C
C_{zn}	1.00799	1.00798	1.00789	1.00786	1.00781	1.00776	1.00771	1.00764
W_{zn} (%)	89.267	89.947	90.139	90.963	91.117	91.820	91.923	92.577
C_{ze}	1.00784	1.00908	1.00880	1.01089	1.01084	1.01387	1.01398	1.01881
W_{ze} (%)	10.733	10.053	9.861	9.036	8.883	8.180	8.077	7.423
K_∞^{ze}	1.38589	1.37172	1.37172	1.35598	1.35598	1.34004	1.34004	1.32209
(pcm/ºc)	20ºC - 115ºC		115ºC - 190ºC		190ºC - 245ºC		245ºC - 290ºC	
$\sum_i \alpha_i . (\partial W_i / W_i)$	+ 0.071		+ 0.209		+ 0.360		+ 0.531	
$\alpha_{zn} . (\partial C_{zn} / C_{zn})$	- 0.0067		- 0.0391		- 0.0824		- 0.1484	
$\alpha_{ze} . (\partial C_{ze} / C_{ze})$	+ 0.138		+ 0.267		+ 0.472		+ 0.827	
$\alpha_{ze} . (\partial k_\infty^{ze} / k_\infty^{ze})$	- 1.145		- 1.483		- 1.850		- 2.323	
$\frac{1}{\eta_c} \cdot \frac{d\eta_c}{dT}$	- 0.943		- 1.046		- 1.100		- 1.113	

TABLEAU VI-4A

UO_2 - 1200 ppm de bore, DOT RZ

BILANS NEUTRONIQUES EFFETS DE TEMPERATURE SUR LES DIFFERENTS FACTEURS

TEMPERATURE →	20ºC	115ºC	190ºC	245ºC	245ºC
η_c	1.393447	1.394203	1.395180	1.396143	1.397104
f_c	0.9740819	0.9745273	0.9749680	0.9753736	0.9757734
F_{ax}^{zn}	0.9671680	0.9669688	0.9667201	0.9664864	0.9662630
F_{ax}^{ze}	0.9911597	0.9915220	0.9919447	0.9923313	0.9926959
F_{rd}	0.8512713	0.8505164	0.8497800	0.8490473	0.8482820
F_β	0.9272305	0.9267501	0.9262424	0.9257342	0.9252015
W_{ze} (%)	8.352	7.934	7.462	7.034	6.562
Keff	1.02704	1.02678	1.02669	1.02653	1.02628

(en pcm/ºc)	20ºC - 115ºC	115ºC - 190ºC	190ºC - 245ºC	245ºC - 290ºC
$\partial \eta_c/\eta_c$	+ 0.571	+ 0.934	+ 1.255	+ 1.529
$\partial f_c/f_c$	+ 0.481	+ 0.603	+ 0.757	+ 0.911
$\partial F_{ax}^{zn}/F_{ax}^{zn}$	- 0.217	- 0.343	- 0.440	- 0.514
$\partial F_{ax}^{ze}/F_{ax}^{ze}$	+ 0.385	+ 0.568	+ 0.709	+ 0.816
$\partial F_{rd}/F_{rd}$	- 0.545	- 0.730	- 0.998	- 1.279
$\partial F_\beta/F_\beta$	- 0.933	- 1.154	- 1.568	- 2.003
∂Keff/Keff	- 0.258	- 0.123	- 0.285	- 0.539

TABLEAU VI-4B

UO_2 - 1200 ppm de bore, DOT RZ

DECOMPOSITION DE L'EFFET DE TEMPERATURE SUR LA FACTEUR η_c

TEMPERATURE →	20ºC	115ºC	190ºC	245ºC	290ºC
C_{zn}	1.00746	1.00751	1.00749	1.00744	1.00738
W_{zn} (%)	91.648	92.066	92.538	92.966	93.438
C_{ze}	1.00896	1.00983	1.01196	1.01487	1.01948
W_{ze} (%)	8.352	7.934	7.462	7.034	6.562
K_{∞}^{ze}	1.20127	1.19895	1.19772	1.19581	1.19281

(en pcm/ºc)	20ºC - 115ºC	115ºC - 190ºC	190ºC - 245ºC	245ºC - 290ºC
$\sum_i \alpha_i . (\partial W_i / W_i)$	+ 0.6249	+ 0.8725	+ 1.1409	+ 1.4749
$\alpha_{zn} . (\partial C_{zn} / C_{zn})$	+ 0.0523	+ 0.0271	+ 0.0726	+ 0.1325
$\alpha_{ze} . (\partial C_{ze} / C_{ze})$	+ 0.0659	+ 0.1943	+ 0.3387	+ 0.6173
$\alpha_{ze} . (\partial k_{\infty}^{ze} / k_{\infty}^{ze})$	- 0.1472	- 0.0946	- 0.1875	- 0.3417
$\frac{1}{\eta_c} \cdot \frac{d\eta_c}{dT}$	+ 0.5959	+ 0.9451	+ 1.2195	+ 1.6180

tels que les effets de couplage (C_{ze}, C_{zn}), de variations de poids neutroniques (W_{ze}, W_{zn}) et les absorptions dans les structures (f_c), qui sont propres à l'expérience CREOLE, donnent une contribution non négligeable au coefficient de température mesuré : leur somme est comparable à la contribution de l'effet de k_∞.

Au vue de ces conclusions , il est important de cerner la représentativité de l'expérience CREOLE vis à vis de la filière à eau ordinaire ; à cet effet nous présentons sur le tableau (5) la comparaison des contributions de chaque type d'effet au coefficient de température d'un réseau PWR non boré d'une part dans l'expérience CREOLE et d'autre part dans un réacteur PWR (900 MWe). Ce tableau illustre bien la particularité de l'expérience CREOLE par l'importance des effets de fuites et la présence de certains effets parasites non négligeables qui lui sont propres.

TABLEAU VI.5

COMPARAISON DES CONTRIBUTIONS DES DIFFERENTS EFFETS AU COEFFICIENT DE TEMPERATURE DANS LE CAS DE CREOLE ET D'UN PWR (900 MWe) (SANS BORE)

	1er PALIER 20°C-115°C		4ème PALIER 245°C-290°C	
(en pcm/°C)	PWR	CREOLE	PWR	CREOLE
$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT}$	-10.8	-10.8	-29.7	-29.7
Variation de M^2	- 3.2	-30.5	-14.4	-77.5
Variation de B^2	+ 0.2	+5.6	+0.1	+13.1
Effets parasites $\Delta w + \Delta f_c + \Delta C$		$\underbrace{4.9+0.7+1.2}_{+6.8}$		$\underbrace{13.6+6.9+9.1}_{+29.6}$
Total	-13.8	-28.9	-44.0	-64.5

2. INTERPRETATION DES MESURES DES EFFETS INTEGRAUX

Nous avons vu que les mesures différentielles permettent d'obtenir une courbe continue de l'écart expérience-calcul en fonction de la température. Cependant, toute mesure différentielle va de pair avec une imprécision non négligeable ; en effet, dans notre cas la méthode s'appuie sur :

- la notion de βeff avec l'imprécision importante associée à ce paramètre.

- l'hypothèse que les corrections permettant d'éliminer les effets parasites liés aux contres réactions du coeur sont bien prises en compte par le calcul.

On est donc amené à définir des expériences complémentaires indépendantes (celles-ci évitent par ailleurs, certaines des sources d'incertitudes liées aux mesures différentielles), pour confirmer au niveau global (effet chaud-froid) les résultats obtenus en différentiel.

Pour fixer les idées, rappelons que l'intégration sur tout le domaine de température (20°C - 300°C) de l'information fournie par les mesures différentielles conduit à un écart moyen au niveau du coeur entre le calcul et l'expérience de :

∿ - 0.03 pcm/°C pour le réseau UO_2 - PuO_2
∿ - 0.2 pcm/°C pour les réseaux UO_2

Sachant qu'il faut multiplier ces valeurs par un facteur 10 environ pour obtenir les écarts au niveau d'un réseau en mode fondamental, on constate que le désaccord n'est significatif que dans le cas des réseaux à Uranium.

2.1. Variation du Laplacien du réseau expérimental entre froid et chaud

Dans le cas de la configuration UO_2 de référence (b), nous avons effectué un essai pour obtenir les valeurs mesurées de Laplaciens matière à partir des distributions axiales et radiales des taux de fissions mesurés à 20°C et à 300°C en utilisant la méthode de dépouillement décrite dans [33]. En effet, la connaissance de ces laplaciens mesurés permet de remonter directement au coefficient de température mesuré au niveau de la cellule pour le réseau étudié dans la zone expérimentale (sans aucune contribution parasite du coeur à ce coefficient de température).

Cependant, pour exploiter ces mesures, il est nécessaire de leur appliquer une correction spatiale de façon à ramener les courbures expérimentales en mode fondamental. Or cette correction est très importante à cause des perturbations dues au doigt de gant central et de la forte interaction de la zone expérimentale avec le coeur nourricier. La précision des laplaciens obtenus sera donc très sensible au calcul de cette correction. Compte tenu du fait que la remontée du flux dans le doigt de gant est assez mal prise en compte par le calcul, et que la cylindrisation du contour extérieur de la boucle ne permet pas de bien calculer les crayons périphériques, ce mode de dépouillement ne peut donc pas conduire à des résultats précis.

L'essai d'interprétation nous a donné des laplaciens mesurés nous permettant d'obtenir les valeurs à froid et à chaud du k_∞^{ze} . Cependant, les erreurs mentionnées plus haut y associent une incertitude de quelques milliers de pcm.

Si cette interprétation n'a pas permis de dégager avec précision les valeurs absolues de k_∞ (T), elle montre cependant que le calcul surestime la diminution du k_∞ avec la température ; elle montre également que cet écart est vraisemblablement lié à une surestimation du k_∞ calculé à froid, ce qui était déjà évident au vu de l'interprétation des mesures radiales présentées sur les figures (V.11) et (V.12).

2.2. Mesures de l'effet de température intégral par équivalence avec le bore

Des mesures d'équivalence entre l'effet de température intégral entre 20°C et 300°C et l'effet du bore dans le modérateur à froid, ont été réalisées dans les réseaux UO_2 - PuO_2 et UO_2 de référence (configurations (a) et (b)).

Le principe de ces expériences d'équivalence est le suivant : dans chacune des configurations de mesures concernées, on a cherché à déterminer la concentration du bore dans le modérateur de la boucle à froid qui rend le réacteur critique avec le chargement du coeur nourricier qui permettait d'avoir le réacteur critique quand la température de la zone expérimentale était de 300°C. Il est important de souligner que cette expérience permet de s'affranchir de l'imprécision sur βeff, en revanche les effets de contre réaction du coeur et leur différence entre la configuration borée et la configuration à 300°C subsistent.

Pour fixer les idées nous signalons que la variation de réactivité totale du coeur associée à l'introduction du bore est calculée à 1% près : ceci vérifie la capacité de notre schéma de calcul à prendre en compte les effets de contre réaction du coeur et de variation de la taille de la zone nourricière.

En prenant comme référence l'effet de borication, l'interprétation de l'expérience montre que le calcul sous-estime la valeur absolue de l'effet de température intégral entre 20°C et 296°C de 1.5% dans le cas du réseau UO_2 - PuO_2, ce qui correspond à un écart expérience-calcul de +0.04 pcm/°C sur le coeur, au lieu d'une surestimation de -0.03 pcm/°C obtenue par l'interprétation des mesures différentielles. Dans le cas du réseau UO_2, cela conduit à une surestimation par le calcul de la valeur absolue de l'effet de température intégral entre 20°C et 290°C de 7.5%, soit un écart expérience-calcul de : -0.27 pcm/°C sur le coeur ; l'interprétation des mesures différentielles avait donné un écart de : -0.22 pcm/°C.

Ainsi, nous constatons que les tendances obtenues sur le coefficient de température intégral par l'interprétation des mesures différentielles sont confirmées par les résultats d'interprétation des mesures intégrales. Le faible désaccord qui existe entre les écarts expérience-calcul obtenus par les deux types de mesures est tout-à-fait compatible avec les marges d'incertitude associées aux mesures brutes et aux calculs d'interprétation.

En conséquence, ce faible écart entre les résultats des deux méthodes nous conduit à conserver la valeur de β_{eff} utilisée dans les mesures différentielles, et permet de conforter les résultats et l'écart expérience-calcul fournis par ces mesures.

2.3. Effets de densité du modérateur

Dans le but de découpler les effets de densité d'eau (qui agissent essentiellement sur l'aire de migration, le facteur antitrappe et le facteur d'utilisation thermique) des effets thermiques de déplacement de spectre (agissant essentiellement sur η), des mesures des effets liés aux variations de densité d'eau ont été simulées dans CREOLE par l'utilisation de surgaines en aluminium. Nous avons en effet vérifié que la capture de l'aluminium contribue très peu à la perte de réactivité du réseau, l'écart expérience-calcul peut donc être assigné entièrement à l'effet de densité d'eau.

Trois types de surgaines ont ainsi été utilisées permettant de simuler trois valeurs de densité d'eau :

- les surgaines α (Ø : 10 - 10.5 mm) pour simuler : $d_{H_2O} \simeq 0.9$ g/cm^3
- les surgaines β (Ø : 10 - 11 mm) pour simuler : $d_{H_2O} \simeq 0.8$ g/cm^3
- les surgaines γ (Ø : 10 - 12 mm) pour simuler : $d_{H_2O} \simeq 0.6$ g/cm^3

Nous présentons ci-dessous les résultats d'interprétation des différentes mesures réalisées avec ces surgaines :

a) Cas du réseau UO_2 - PuO_2

Nous disposons dans cette configuration des résultats de mesures concernant les trois types de surgaines. Les calculs n'ont été réalisés que pour les surgaines (γ et β). La figure (15) donne la variation de l'effet en réactivité mesuré et calculé en fonction de la densité d'eau. Nous donnons dans le tableau ci-dessous la comparaison des effets en réactivité mesurés et calculés.

Type de surgaine →	$\overset{\gamma}{(d_{H_2O} \simeq 0.6}$ g/cm^3)	$\overset{\beta}{(d_{H_2O} \simeq 0.8}$ g/cm^3)	$\overset{\alpha}{(d_{H_2O} \simeq 0.9}$ g/cm^3)
$\Delta\rho$ mesuré (pcm)	1023	546	317
(C - E)/E(en %)	-3.5 ± 4	- 5 ± 6	-

Les incertitudes mentionnées sur les écarts expérience-calcul prennent en compte les incertitudes de mesures et les erreurs introduites par l'interprétation :

- calcul de la variation de la zone nourricière,

- convergence des calculs.

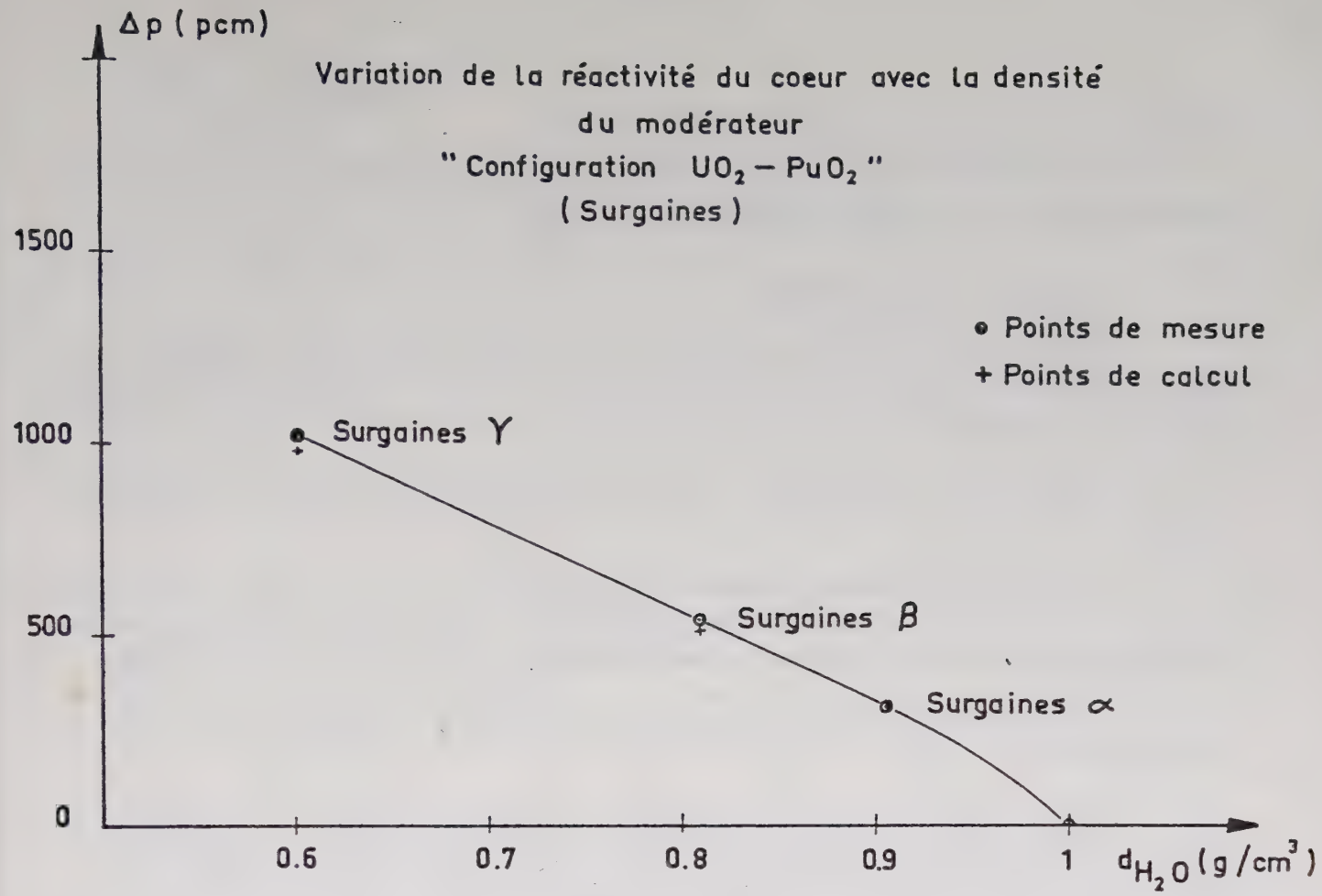


Figure VI.15

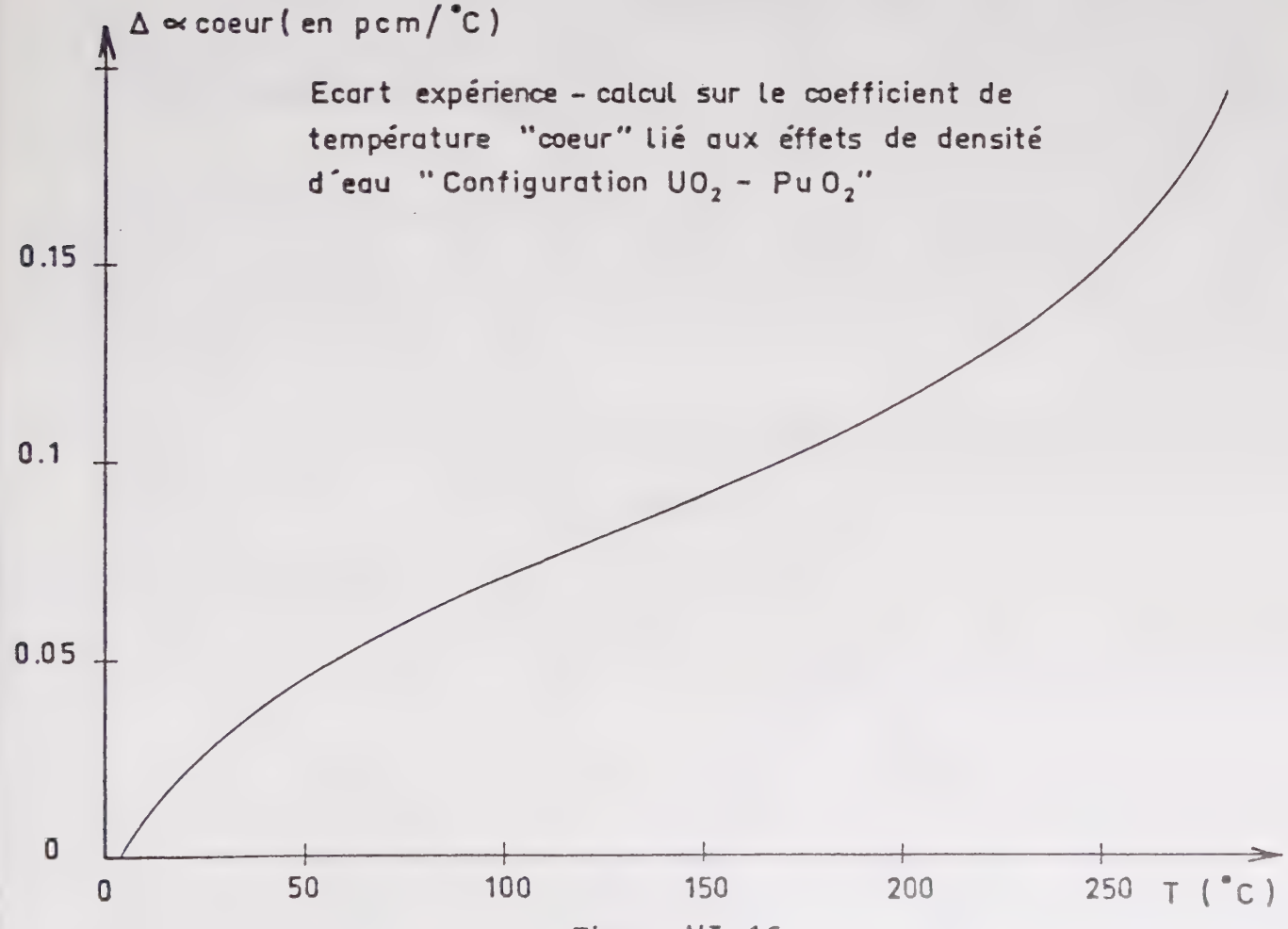


Figure VI.16

On constate que le calcul conduit à une sous-estimation d'environ 4 % en moyenne, de l'effet de densité d'eau dans le cas du réseau UO_2 - PuO_2.

b) Cas du réseau UO_2 de référence

Dans ce cas seul l'effet en réactivité des surgaines γ a été mesuré (1420 pcm), et la comparaison expérience-calcul conduit à sous estimer par le calcul l'effet des surgaines d'environ 4 % ; ce qui est cohérent avec le résultat obtenu dans le cas du réseau UO_2 - PuO_2.

L'interprétation des mesures des effets de densité d'eau nous conduit aux conclusions suivantes :

- L'écart expérience-calcul semble être le même quel que soit le type du réseau (UO_2 ou UO_2 - PuO_2) ; ceci est logique car l'effet de densité d'eau ne dépend pas des effets de spectre thermique qui eux par contre, dépendent fortement du noyau fissile considéré (^{235}U ou ^{239}Pu).

- Cet écart relatif semble constant avec la densité (sous estimation par le calcul de l'effet mesuré de 4 % ± 4 %).

On peut remonter à partir de cette valeur et la courbe de $\frac{d\rho_{H_2O}}{dT}$ à la contribution en pcm/°C sur le coeur de cette erreur au coefficient de température total mesuré : figures (16) et (17) respectivement pour les réseaux UO_2 - PuO_2 et UO_2. La comparaison de ces courbes avec les courbes différentielles de l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température du coeur, montre que l'écart sur les effets de densité d'eau, permet d'expliquer une partie de la pente de l'erreur globale, notamment au voisinage de 300°C. Cependant, cette interprétation des effets de surgaines montre qu'en aucun cas l'erreur totale mise en évidence par les mesures différentielles ne peut s'expliquer à partir des seuls effets de densité d'eau.

- Si l'on voulait obtenir des tendances plus précises sur l'effet de densité d'eau, il faudrait définir des surgaines donnant des effets en réactivité égaux aux effets de température mesurés. On aurait alors la même zone nourricière dans les deux types de configurations et l'interprétation relative des effets de densité d'eau par rapport à l'effet de température global permettrait de s'affranchir des imprécisions introduites par le calcul de la variation de la taille de la zone nourricière.

3. ANALYSE DES INCERTITUDES SUR LA COMPARAISON EXPERIENCE-CALCUL

3.1. Incertitudes expérimentales sur l'écart expérience-calcul

Il faut souligner que la courbe expérimentale du coefficient de température est entâchée d'une erreur qui résulte de deux types d'incertitudes, à savoir : les incertitudes liées à la précision des mesures de temps de doublement et de la température de la boucle (quantités directement mesurées) et les incertitudes introduites par le traitement de l'information expérimentale brute (βeff, temps de vie des neutrons et lissage).

Compte-tenu de la précision des mesures de température et de temps de doublement, le premier type d'incertitudes introduit une erreur uniforme sur la réactivité de ± 2 pcm environ ce qui entraîne sur le coefficient de température du coeur une erreur d'environ ± 0.05 pcm/°C dans les configurations (a) et (b) (UO_2 - PuO_2 et UO_2 sans bore) et de ± 0.015 pcm/°C dans la configuration (c) à cause d'une meilleure précision sur les mesures de température.

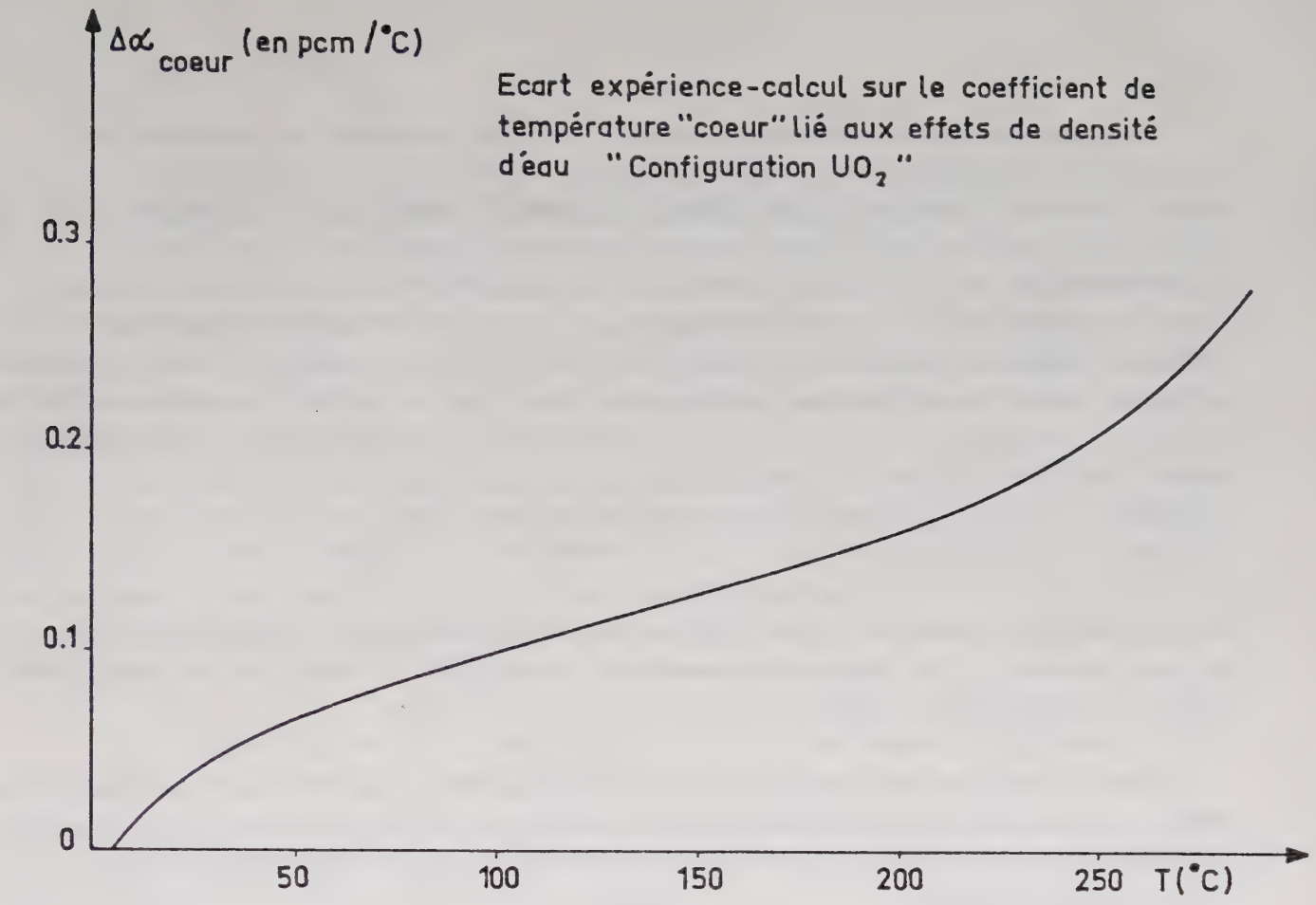


Figure VI.17

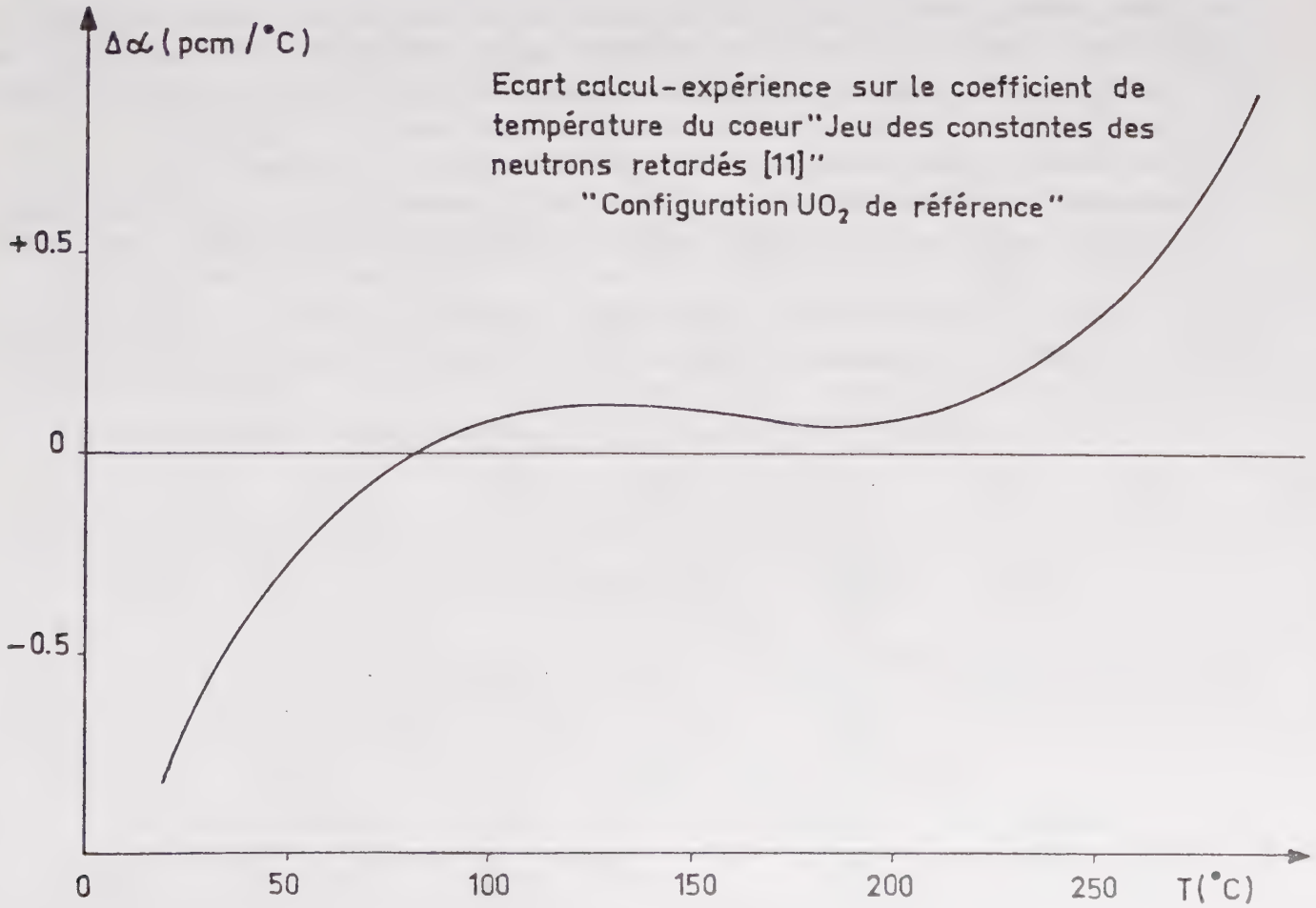


Figure VI.18

Le deuxième type d'incertitudes introduit une erreur beaucoup plus importante sur le coefficient de température mesuré, essentiellement par l'intermédiaire du βeff utilisé dans la courbe de Northeim. Rappelons que nous avons utilisé pour calculer β_{eff} le jeu proposé par Keepin [32] pour les constantes des neutrons retardés. Ainsi une augmentation de 6 % de la valeur du β_{eff} utilisée, ce qui correspond à l'utilisation du jeu des constantes des neutrons retardés préconisé dans [34], entraîne une variation importante et non uniforme avec la température du coefficient de température mesuré sur le coeur. La figure (18) donne la courbe de l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température du coeur, obtenu dans le cas de la configuration (b) en utilisant ce dernier jeu de constantes des neutrons retardés. La comparaison de cette dernière courbe à celle de la figure (13) (obtenue avec le jeu standart de "Keepin"), montre qu'une forte incertitude sur le β_{eff} peut modifier sensiblement les conclusions.

Ceci est surtout vrai dans les configurations (a) et (b) ; en effet dans la configuation (c) (UO_2 avec 1200 ppm de bore), où toutes les mesures sont effectuées avec le même chargement du coeur nourricier et où la réactivité mesurée est très faible, le coefficient de température mesuré est beaucoup moins sensible au choix de la valeur du β_{eff}.

Pour ce qui concerne le temps de vie moyen des neutrons prompts (l), nous avons vérifié que même si on admet une forte incertitude sur ce paramètre cela ne peut entraîner qu'une erreur négligeable sur le coefficient de température mesuré. Enfin, les erreurs introduites par les lissages sont également négligeables.

L'imprécision sur la valeur du β_{eff} constitue donc la principale source d'erreur expérimentale. Nous estimons toutefois que l'incertitude réaliste sur ce paramètre n'excède pas 3 % en prenant en compte l'incertitude liée aux constantes des neutrons retardés (voir par exemple [35]) et celle liée au calcul du facteur spatial intervenant dans la relation cinétique du coeur. L'incertitude expérimentale sur le coefficient de température mesuré, dans les configurations (a) et (b), sera donc obtenue en réduisant de moitié l'écart entre les courbes des figures (13) et (18), écart correspondant à une variation de 6 % de β_{eff}. Dans la configuration (c), la précision des mesures est meilleure, du fait de la faible contribution de l'incertitude liée à β_{eff} dans ce cas.

Le tableau ci-dessous donne le coefficient de température mesuré et l'incertitude expérimentale totale pour les températures correspondant aux milieux des différents paliers dans chaque configuration.

	T→	70ºC	160ºC	222ºC	270ºC
UO_2 - PuO_2 (a)	α pcm/ºc	- 1.84	- 2.67	- 3.20	- 3.97
	$\Delta\alpha$ pcm/ºc	± 0.12	± 0.14	± 0.16	± 0.23
Uo_2 sans bore (b)	α pcm/ºc	- 2.54	- 3.63	- 4.30	- 5.11
	$\Delta\alpha$ pcm/ºc	± 0.12	± 0.14	± 0.16	± 0.23
UO_2avec bore (c)	α pcm/ºc	+ 0.058	- 0.101	- 0.353	- 0.630
	$\Delta\alpha$ pcm/ºc	± 0.020	± 0.021	± 0.023	± 0.024

3.2. Analyse des incertitudes sur le calcul du coefficient de température

En plus des erreurs expérimentales que nous venons d'analyser, l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température est entâché d'un autre type d'erreurs liées au schéma de calcul que nous avons utilisé (méthodes de calcul, données nucléaires et modélisation du coeur). Les trois principales sources d'erreurs sur la valeur propre calculée qui peuvent entraîner des erreurs sur le coefficient de température sont les suivantes :

- les discrétisations des différentes variables (espace, énergie, direction) ; rappelons que l'erreur liée aux différentes discrétisations sur la valeur propre est d'environ + 500 pcm.

- la non prise en compte du bilan matière exact du coeur nourricier : cette simplification conduit à une erreur d'environ + 700 pcm sur la valeur propre calculée.

- la surestimation habituelle par APOLLO du k_∞ à froid des réseaux UO_2 surmodérés : la contribution de ce phénomène à l'erreur absolue sur la valeur propre est d'environ : + 800 pcm.

Nous allons analyser ci-dessous les incertitudes sur le coefficient de température liées à ces différentes approximations et erreurs de calcul.

3.2.1. Incertitudes liées aux erreurs de discrétisations utilisées dans les calculs

Nous allons analyser successivement les incertitudes sur le coefficient de température liées aux différentes discrétisations : énergie, espace, direction .

a) Condensation en énergie : c'est la principale composante de l'erreur sur la valeur propre liée aux discrétisations. En effet sur un total de 500 pcm que représentent les erreurs de discrétisations, plus de 300 pcm sont dus à la condensation en énergie. Pour évaluer l'erreur engendrée sur le coefficient de température nous avons utilisé le modèle radial de calcul du coeur. L'effet en réactivité entre 20°C et 300°C a été calculé successivement avec les maillages à 99 et 10 groupes. Cette comparaison a été effectuée dans le cas du réseau UO_2 sans bore et elle nous a permis d'estimer l'erreur moyenne sur le coefficient de température liée à cette condensation, à environ 2% de la valeur calculée.

b) Discrétisation spatiale : elle n'introduit qu'une erreur négligeable sur la valeur propre en absolue (inférieure à 50 pcm). Des calculs radiaux du coeur ont permis d'évaluer à 0.3 %, l'erreur sur le coefficient de température due à cette discrétisation.

c) Discrétisation angulaire : l'erreur sur la valeur propre liée à la discrétisation angulaire représente environ : + 100 pcm ce qui engendre une erreur de 0.6% sur le coefficient de température.

L'erreur moyenne sur le coefficient de température liée aux différentes discrétisations, s'obtient en combinant quadratiquement ces différentes erreurs, soit 2.1%. Cette erreur correspond en moyenne à ± 0.08 pcm/°C sur le coefficient de température du coeur.

3.2.2. Incertitudes liées aux constantes macroscopiques et à la modélisation du coeur

Dans ce paragraphe nous allons examiner l'influence des imprécisions liées au bilan matière des différents milieux, aux sections efficaces microscopiques des différents corps autres que ceux de la zone expérimentale, et à la modélisation du calcul du coeur (erreurs volontairement commises sur le bilan matière et sur la géométrie réelle dans le but de simplifier la représentation du coeur dans les calculs) sur la précision de calcul du coefficient de température. Rappelons que ces imprécisions entrainent une erreur de + 1500 pcm sur la valeur propre calculée.

Nous avons évalué l'erreur introduite par ces différentes imprécisions sur le coefficient de température à partir de calculs de coeur effectués par le modèle radial (DOT R) :

D'une part, nous prenons en compte les crayons combustibles gainés en Inox, entourant les barres de sécurité dans le coeur nourricier, en les répartissant sur une couronne cylindrique ; en effet, ces crayons avaient été remplacés par des crayons standards gainés en AG3, dans les calculs du coeur qui ont servi à l'interprétation. La prise en compte de ces crayons combustibles permet d'éliminer la partie de l'erreur liée à la modélisation du coeur (700 pcm environ). D'autre part, nous représentons l'erreur due aux incertitudes sur les sections macroscopiques du coeur (environ 800 pcm), par un accroissement des dimensions de la couronne qui représente les crayons Inox dans le coeur nourricier. Ces modifications ont permis d'aboutir à un calcul presque critique : keff = 1.005.

Nous effectuons ensuite les calculs de coeur, avec cette nouvelle configuration du coeur nourricier, pour différentes températures de la zone expérimentale. La comparaison des résultats de ces calculs avec ceux des calculs de référence (constantes du coeur nourricier non modifiées) permet d'évaluer l'influence des effets étudiés sur la valeur du coefficient de température calculée. De même cette comparaison permet, du fait de la différence importante du niveau de keff entre ces deux types de calcul, de contrôler le degré de sensibilité du coefficient de température du coeur à l'utilisation de l'une ou l'autre des définitions, suivantes : $\frac{d\rho}{dT}$ et $\frac{1}{k} \cdot \frac{dk}{dT}$.

Cette étude a été effectuée dans le cas des configurations UO_2 avec et sans bore, les résultats obtenus sont présentés sur la figure (19). Nous avons porté sur cette figure, les écarts au niveau du coeur sur les coefficients de température obtenus par les calculs de référence et les calculs modifiés (très surcritiques et légèrement surcritiques), en prenant successivement comme définition : $\frac{d\rho}{dT}$ et $\frac{1}{k} \cdot \frac{dk}{dT}$.

Nous constatons que, dans les deux configurations étudiées, le coefficient de température est peu sensible à la définition utilisée. En revanche, la forme de l'écart est différente d'une configuration à l'autre.

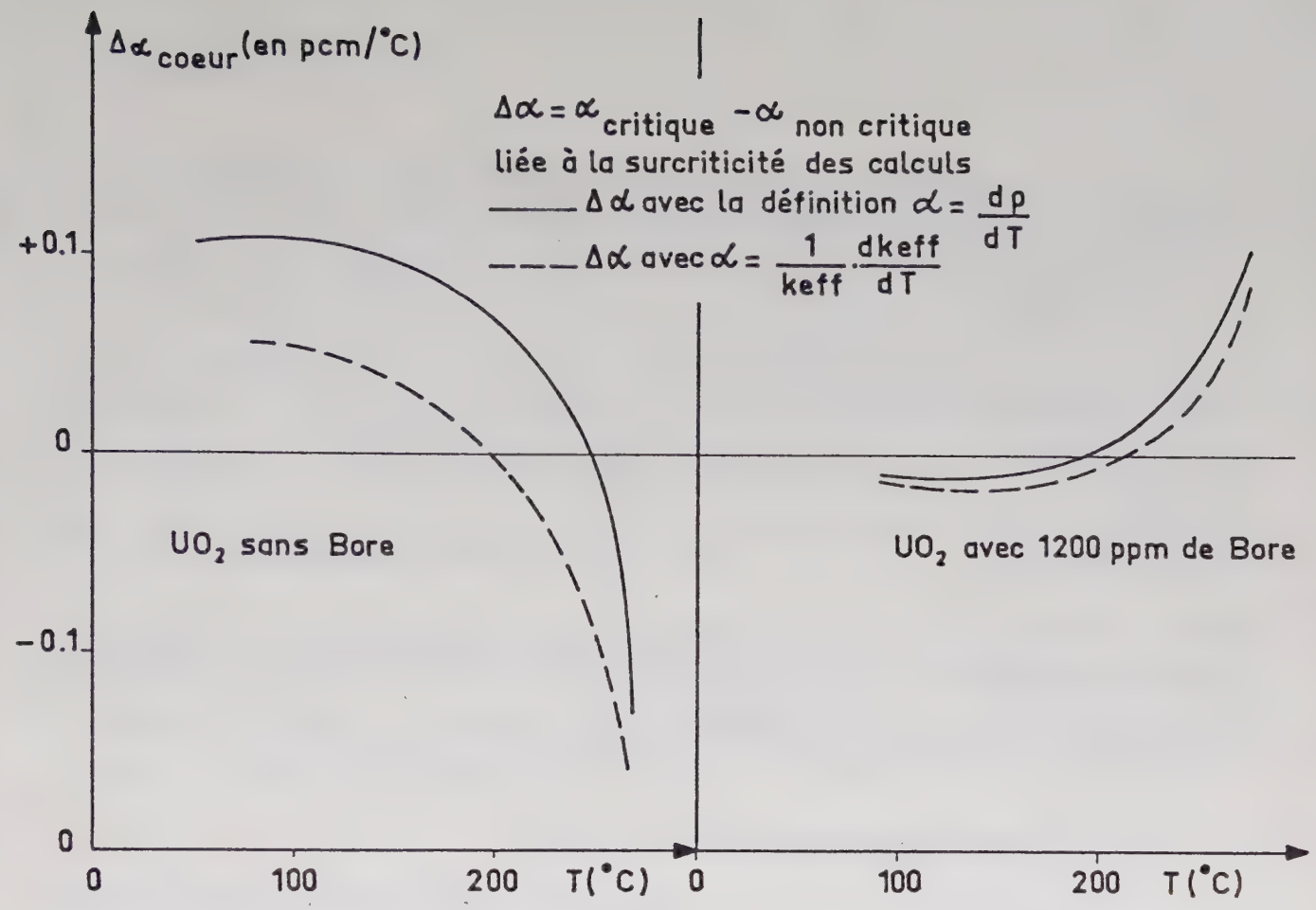


Figure VI.19

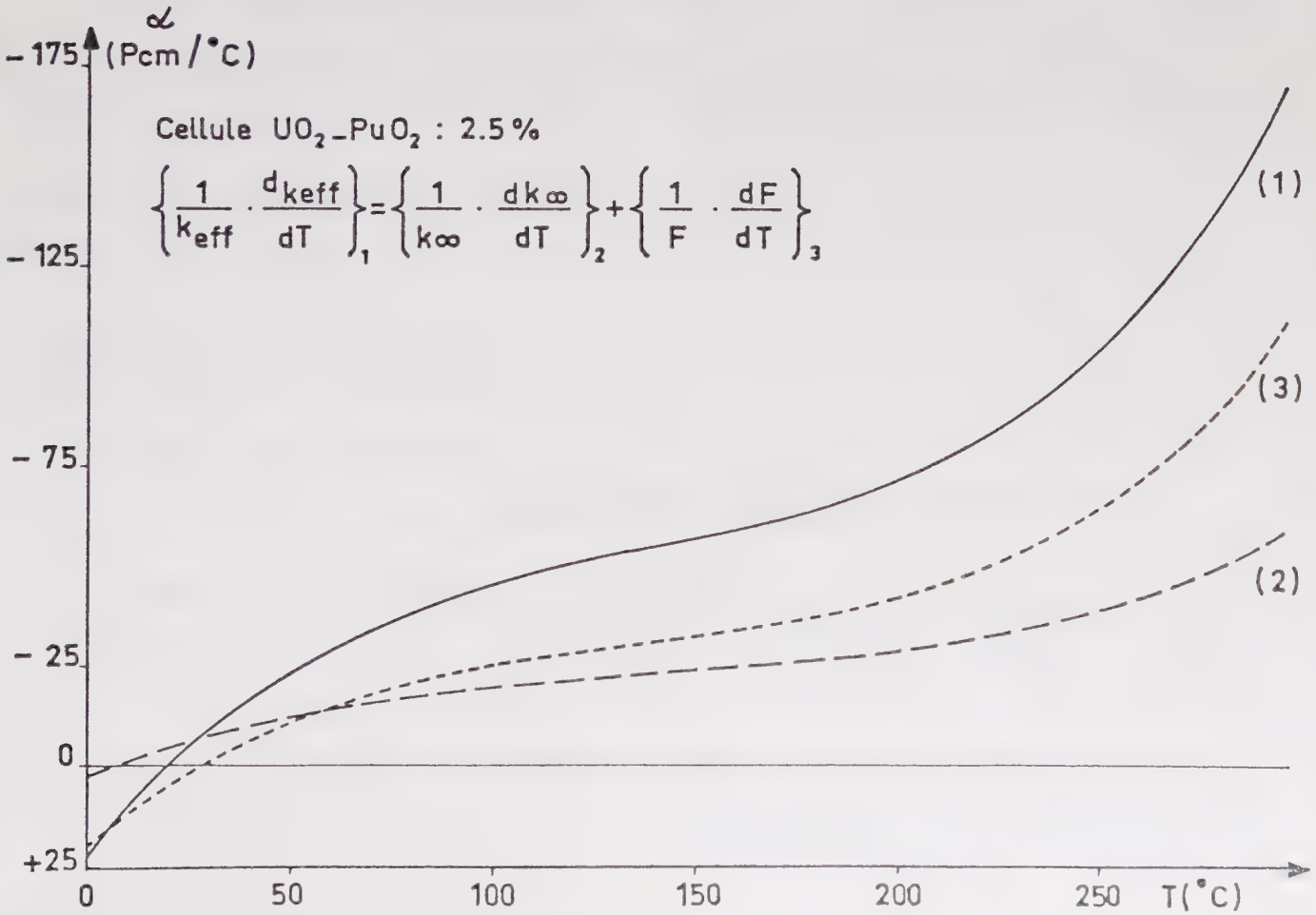


Figure VI.20

La décomposition du bilan neutronique de ces calculs en fonction de la température, permet d'analyser d'une manière plus approfondie les écarts obtenus entre ces deux types de calculs. Ainsi, cette analyse nous a permis de constater que ces écarts, qui sont assez faibles, résultent en fait de la compensation de deux écarts plus importants sur les effets de fuites et de k_∞.

Etant donné les différentes modélisations utilisées pour obtenir ces courbes d'erreurs (utilisation du modèle radial, simulation des modifications sur les sections efficaces par des modifications sur le bilan matière , l'erreur recherchée résulte de la compensation d'erreurs plus importantes, ...), nous jugeons donc que les formes des courbes d'erreurs obtenues ne sont pas suffisamment précises pour en déduire des corrections à appliquer aux courbes du coefficient de température calculées.

Toutefois, ces courbes permettent de définir une enveloppe de l'erreur sur le coefficient de température liée aux imprécisions du bilan matière, des sections efficaces et de la modélisation du coeur : l'incertitude moyenne retenue correspond au maximum de l'amplitude calculée (Fig. 19), soit ± 0.1 pcm/°C sur le coefficient de température du coeur.

3.2.3. Erreurs liées à la convergence des calculs

Dans la configuration UO_2 - PuO_2 que nous avons interprétée en premier lieu, la convergence des calculs du coeur (DOT RZ) n'était pas très satisfaisante ce qui constitue une source d'erreur supplémentaire sur le coefficient de température calculé. Ainsi, dans cette configuration les facteurs de multiplication du coeur sont calculés avec une imprécision de 10 pcm environ : nos tests montrent que cela conduit à une incertitude de 3% soit en moyenne ± 0.1 pcm/°C sur le coefficient de température du coeur.

Dans le cas de la configuration UO_2 sans bore, la bonne convergence des calculs a été vérifiée, d'où une erreur moyenne assez faible de 0.03 pcm/°C sur le coefficient de température calculé.

Enfin, nous estimons que l'erreur liée à la convergence des calculs sur le coefficient de température, dans le cas de la configuration UO_2 avec 1200 ppm de bore, est tout à fait négligeable.

3.2.4. Combinaison des différentes erreurs de calcul

Les différents types d'erreurs sur le calcul du coefficient de température que nous venons d'analyser sont indépendantes et l'erreur moyenne résultante s'obtient en les combinant quadratiquement. Certaines de ces erreurs sont relatives, l'erreur résultante dépendra donc de la température.

A titre indicatif nous présentons ci-après pour les températures correspondant aux milieux des paliers, l'incertitude moyenne sur le coefficient de température du coeur liée au calcul, dans les différentes configurations étudiées.

T→		70°C	160°C	222°C	270°C
$\Delta\alpha_c$ (pcm/°C)	Configuration (a)	± 0.14	± 0.17	± 0.19	± 0.21
	Configuration (b)	± 0.13	± 0.14	± 0.16	± 0.17
	Configuration (c)	± 0.13	± 0.13	± 0.15	± 0.16

3.3. Incertitude globale sur l'écart expérience-calcul

L'incertitude qu'on doit assigner à l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température s'obtient en combinant quadratiquement les erreurs de calcul et les erreurs expérimentales.

Les résultats obtenus sont portés de part et d'autre des courbes d'écart expérience-calcul, ce qui définit une enveloppe d'incertitude en fonction de la température autour de chaque courbe d'écart expérience-calcul (figures (12), (13) et (14)).

4. TRANSPOSITION DES RESULTATS "COEUR" A LA CELLULE

4.1. Principe de la transposition

L'écart expérience-calcul obtenu sur le coefficient de température du coeur, constitue l'information expérimentale de base dont nous disposons. Cet écart expérience-calcul peut être expliqué par plusieurs raisons, essentiellement : par une mauvaise connaissance de la variation avec la température du facteur de multiplication infini du réseau, par un mauvais calcul de la variation avec la température des effets de fuites (aire de migration) et éventuellement par une mauvaise prise en compte par le calcul des variations avec la température des effets parasites et de contre réaction du coeur, propres à l'expérience CREOLE. Cette dernière composante a déjà été analysée et chiffrée et sa faible contribution est prise en compte dans l'incertitude associée à l'écart expérience-calcul.

En toute rigueur la détermination des paramètres physiques de la cellule du réseau étudié, qui sont responsables de l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température du coeur, nécessite d'entreprendre des études de sensibilité sur ces paramètres au niveau du calcul du coeur.

Toutefois, pour des raisons de coût, cette solution n'est pas réaliste car elle nécessite un grand nombre de calculs du coeur ; elle n'a donc pas été retenue. La transposition de l'écart expérience-calcul sur le coeur au niveau d'un réseau en milieu infini va nous permettre d'effectuer les études de sensibilité et de recherches de tendances nécessaires pour déterminer l'origine de cet écart, à l'aide de calculs de cellules uniquement.

D'autre part, cette transposition va nous permettre également de disposer d'une information expérimentale s'affranchissant de la complexité de l'expérience CREOLE et s'intercomparant plus facilement avec d'autres sources expérimentales.

Pour effectuer d'une manière précise cette transposition il est indispensable de pouvoir répartir l'écart entre les deux paramètres synthétiques du réseau expérimental pouvant en être à l'origine, à savoir k_∞ et M^2.

En effet, on montrera plus loin que l'écart expérience-calcul au niveau du coeur peut se décomposer de la manière suivante :

$$\Delta\left[\frac{1}{keff}\cdot\frac{dkeff}{dT}\right]^{coeur} = \left[\beta(T).\Delta\left(\frac{1}{k_\infty}\cdot\frac{dk_\infty}{dT}\right) + \gamma(T)\cdot\Delta\left(\frac{dM^2}{dT}\right)\right]^{cellule}$$

k_{eff} est le facteur de multiplication effectif du coeur

k_∞ est le facteur de multiplication infini de la cellule.

M^2 aire de migration de la cellule.

$\beta(T)$ et $\gamma(T)$ sont les facteurs qui permettent de passer d'une erreur sur la contribution du k_∞ et des fuites respectivement au coefficient de température "cellule" à l'erreur engendrée sur le coefficient de température du coeur.

En fait, le problème se pose de manière inverse : on dispose d'une erreur sur le coeur et pour la transposer au niveau de la cellule, il faudrait définir un paramètre unique $\delta(T)$ tel que :

$$\left[\Delta\left(\frac{1}{keff}\cdot\frac{dkeff}{dT}\right)\right]^{coeur} = \delta(T)\cdot\left[\Delta\left(\frac{1}{keff}\cdot\frac{dkeff}{dT}\right)\right]^{cellule}$$

On voit donc qu'il n'est pas possible de réaliser cette transposition sans connaître l'importance relative de chacune des contributions respectives du k_∞ et de M^2 à l'erreur sur le coefficient de température au niveau de la cellule.

Néanmoins, trois types de considérations tendent à faire penser que l'erreur sur le coefficient de température est essentiellement liée aux paramètres intervenant dans les effets liés au k_∞ :

- l'ensemble des informations expérimentales (voir à titre d'exemple [36] et [37]) montre que l'aire de migration des réseaux PWR est assez bien calculée à partir de la bibliothèque APOLLO.

- les expériences surgaines dans CREOLE ont montré que la contribution à l'erreur, des effets autres que ceux liés au durcissement du spectre thermique, sont faibles sauf au voisinage de 300°C, où ils contribuent pour quelques dizaines de pour cent.

- les études de sensibilité que nous avons menées (cf. chapitre VIII) montrent que les incertitudes sur les sections efficaces de l'ensemble des corps engendrent des incertitudes sur le coefficient de température essentiellement liées aux effets de k_∞.

Il est donc justifié dans la transposition coeur/réseau expérimental, d'identifier le coefficient unique δ (T) au coefficient β (T) associé aux effets du k_∞.

4.2. Formalisme utilisé pour effectuer la transposition

Le keff du coeur se décompose (voir §V.5.2) en un produit du k_∞^c et d'une probabilité de non fuite du coeur F.

$$k_{eff}^c = k_\infty^c \cdot F$$

d'où

$$\frac{1}{k_{eff}^c} \cdot \frac{dk_{eff}^c}{dT} = \frac{1}{k_\infty^c} \cdot \frac{dk_\infty^c}{dT} + \frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dT}$$

qui donne en terme d'erreurs :

$$\Delta \left(\frac{1}{k_{eff}^c} \cdot \frac{dk_{eff}^c}{dT} \right) = \Delta \left(\frac{1}{k_\infty^c} \cdot \frac{dk_\infty^c}{dT} \right) + \Delta \left(\frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dT} \right) \qquad (1)$$

On montre que pour une modification des propriétés neutroniques de la zone expérimentale qui n'affecte pas l'aire de migration du réseau se trouvant dans cette zone, on a sur le k_∞^c du coeur un effet de premier ordre lié à la variation du k_∞ du réseau* : $p_{rel}^{ze} \cdot \Delta \left(\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} \right)$ et des effets de second ordre liés aux contre réactions introduites par le coeur (effets de poids neutroniques de couplage, et de capture dans les structures) que nous noterons : $\Delta \left(\frac{1}{X} \frac{dX}{dT} \right)$:

$$\Delta \left(\frac{1}{k_\infty^c} \cdot \frac{dk_\infty^c}{dT} \right) = p_{rel}^{ze} \cdot \Delta \left(\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT} \right) + \Delta \left(\frac{1}{X} \cdot \frac{dX}{dT} \right) \qquad (1')$$

p_{rel}^{ze} est le poids en productions de la zone expérimentale défini par :

$$p_{rel}^{ze} = Pr^{ze} / (Pr^{ze} + Pr^{zn})$$

---

* : Nous utiliserons pour les facteurs de multiplication du coeur : k^c et pour la cellule : k

On a donc la relation générale suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{k^c_{eff}}\cdot\frac{dk^c_{eff}}{dT}\right)=p^{ze}_{rel}\cdot\Delta\left(\frac{1}{k_\infty}\cdot\frac{dk_\infty}{dT}\right)+\Delta\left(\frac{1}{X}\cdot\frac{dX}{dT}\right)+\Delta\left(\frac{1}{F}\cdot\frac{dF}{dT}\right) \qquad (2)$$

Remarque : Nous avons vérifié par des calculs test, que dans le cas où l'on effectue une modification des propriétés neutroniques de la zone expérimentale qui affecte essentiellement le k_∞ du réseau et peu son aire de migration (modification obtenue par une faible variation : 50 ppm de la teneur en bore du réseau UO_2 avec 1200 ppm du bore), la contribution du terme de second ordre intervenant dans les équations (1)' et (2) : $\frac{1}{X}\frac{dX}{dT}$ est négligeable ; en effet, cette contribution représente au maximum 6% de l'effet total, ceci pour toute température comprise entre 20°C et 300°C.

D'autre part on peut écrire pour la cellule du réseau expériemntal :

$$k_{eff}=k_\infty/(1+M^2B^2) \qquad (3)$$

On peut aussi écrire le même type de relation pour le coeur à condition de définir un laplacien équivalent qui permet d'obtenir l'égalité :

$$k^c_{eff}=k^c_\infty/(1+M^2_c\cdot B^2_c) \qquad (4)$$

B^2_c peut être calculé connaissant pour une configuration donnée le k^c_{eff}, le k^c_∞ et l'aire de migration moyenne du coeur. Celle-ci s'exprime ainsi :

$$M^2_c=Y_{ze}\cdot M^2+(1-Y_{ze})\cdot M^2_{zn}$$

où Y_{ze} est le poids en fuites de la zone expérimentale.

La relation (4) donne en supposant B^2_c indépendant de la température :

$$\frac{1}{k^c_{eff}}\cdot\frac{dk^c_{eff}}{dT}=\frac{1}{k^c_\infty}\cdot\frac{dk^c_\infty}{dT}-\frac{B^2_c}{1+M^2_cB^2_c}\cdot\frac{dM^2_c}{dT} \qquad (5)$$

Enfin à partir de (2) et (5) nous obtenons l'équation (6) qui relie l'erreur sur les paramètres de la cellule ($\frac{dk_\infty}{dT}$ et $\frac{dM^2}{dT}$) à l'erreur sur le coefficient de température du coeur (en négligeant la contribution de 2ème ordre liée à la variation des effets parasites de contre réaction du coeur) :

$$\Delta\left(\frac{1}{k^c_{eff}}\cdot\frac{dk^c_{eff}}{dT}\right)=p^{ze}_{rel}\cdot\Delta\left(\frac{1}{k_\infty}\cdot\frac{dk_\infty}{dT}\right)-\frac{B^2_c}{1+M^2_cB^2_c}\cdot Y_{ze}\cdot\Delta\left(\frac{dM^2}{dT}\right) \qquad (6)$$

Compte-tenu de la relation (3), cette dernière équation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{k^c_{eff}}\cdot\frac{dk^c_{eff}}{dT}\right) = P^{ze}_{rel}\cdot\Delta\left(\frac{1}{k_{eff}}\cdot\frac{dk_{eff}}{dT}\right) + \left(\frac{B^2}{1+M^2B^2}\cdot P^{ze}_{rel} - \frac{B_c^2}{1+M_c^2B_c^2}\cdot Y_{ze}\right)\cdot\Delta\left(\frac{dM^2}{dT}\right) \qquad (6)'$$

La transposition que nous proposons consiste à négliger le deuxième terme du second membre de cette équation.

Examinons maintenant la validité de cette approximation.

On rapelle que la zone nourricière et la zone expérimentale ont des propriétés de transparence très voisines, d'où : $M^2 \simeq M_c^2$.

D'autre part, il est possible en première approximation de confondre les poids en fuites et en productions de la zone expérimentale :

$$P^{ze}_{rel} \simeq Y_{ze}$$

On voit donc que pour minimiser la quantité entre parenthèses, il suffit de choisir un laplacien au niveau du calcul de cellule tel que :

$$B^2 = B_c^2$$

Cette égalité exprime simplement l'idée physique intuitive qui consiste à conserver dans les calculs de cellule, le niveau de fuites existant réellement dans le coeur.

Ces constatations montrent qu'en première approximation le deuxième terme du second membre de l'équation (6)' peut raisonnablement être négligé devant le premier terme.

Cependant, il faut rappeler que cette approximation repose d'abord sur l'hypothèse physique qui consite à considérer que la contribution de l'erreur sur les effets de k_∞ à l'erreur totale sur le coefficient de température est prépondérante.

La transposition que nous proposons consiste donc à utiliser la relation :

$$\Delta\left(\frac{1}{k^c_{eff}}\cdot\frac{dk^c_{eff}}{dT}\right) = P^{ze}_{rel}\cdot\Delta\left(\frac{1}{k_{eff}}\cdot\frac{dk_{eff}}{dT}\right) \qquad (7)$$

4.3. Résultats de la transposition

Avant de présenter les écarts expérience-calcul transposés au niveau de la cellule, nous avons jugé utile d'analyser les formes du coefficient de température calculées par le code APOLLO, pour les trois types de cellules étudiées dans CREOLE. Ces formes sont présentées sur les figures (20), (21) et (22), qui donnent en plus du coefficient de température global, les contributions des effets liés au facteur de multiplication infini et à l'aire de migration.

Les courbes d'écarts expérience-calcul sur le coefficient de température au niveau de la cellule, obtenues par notre transposition sont présentées sur les figures (23), (24) et (25) respectivement pour les configurations (a), (b) et (c).

Nous constatons sur ces courbes que la transposition ne modifie pas la forme de l'écart expérience-calcul qui avait été obtenue au niveau du coeur. Ainsi, nous retrouvons au niveau de la cellule les tendances essentielles déjà observées sur le coeur, à savoir, la nette tendance du calcul à surestimer la valeur absolue du coefficient de température dans le domaine de température entre 20°C et 90°C environ, et à la sous-estimer pour les températures supérieures à 250°C.

Pour synthétiser les résultats obtenus par la transposition, nous présentons dans le tableau ci-après les écarts expérience-calcul sur le coefficient de température et sur l'effet de densité d'eau au niveau de la cellule, intégrés sur les trois domaines de température suivants :

a) Le domaine entre 20°C et 90°C : en effet ce domaine pour lequel nous disposons déjà de nombreux résultats expérimentaux (expériences réalisées à la pression atmosphérique), est caractérisé par la prédominance des effets de spectre.

b) Le domaine entre 90°C et 245°C : domaine intermédiaire entre la plage des températures explorés dans les expériences critiques non pressurisées et la plage de fonctionnement des réacteurs de puissance (PWR). Ce domaine regroupe approximativement les deux paliers intermédiaires réalisés dans l'expérience CREOLE.

c) Le domaine entre 245°C et 290°C : domaine n'ayant pas été exploré jusqu'ici par des expériences critiques et caractérisé par la prédominance des effets de densité d'eau. Les seules informations expérimentales disponibles dans ce domaine proviennent des réacteurs de puissance en fonctionnement.

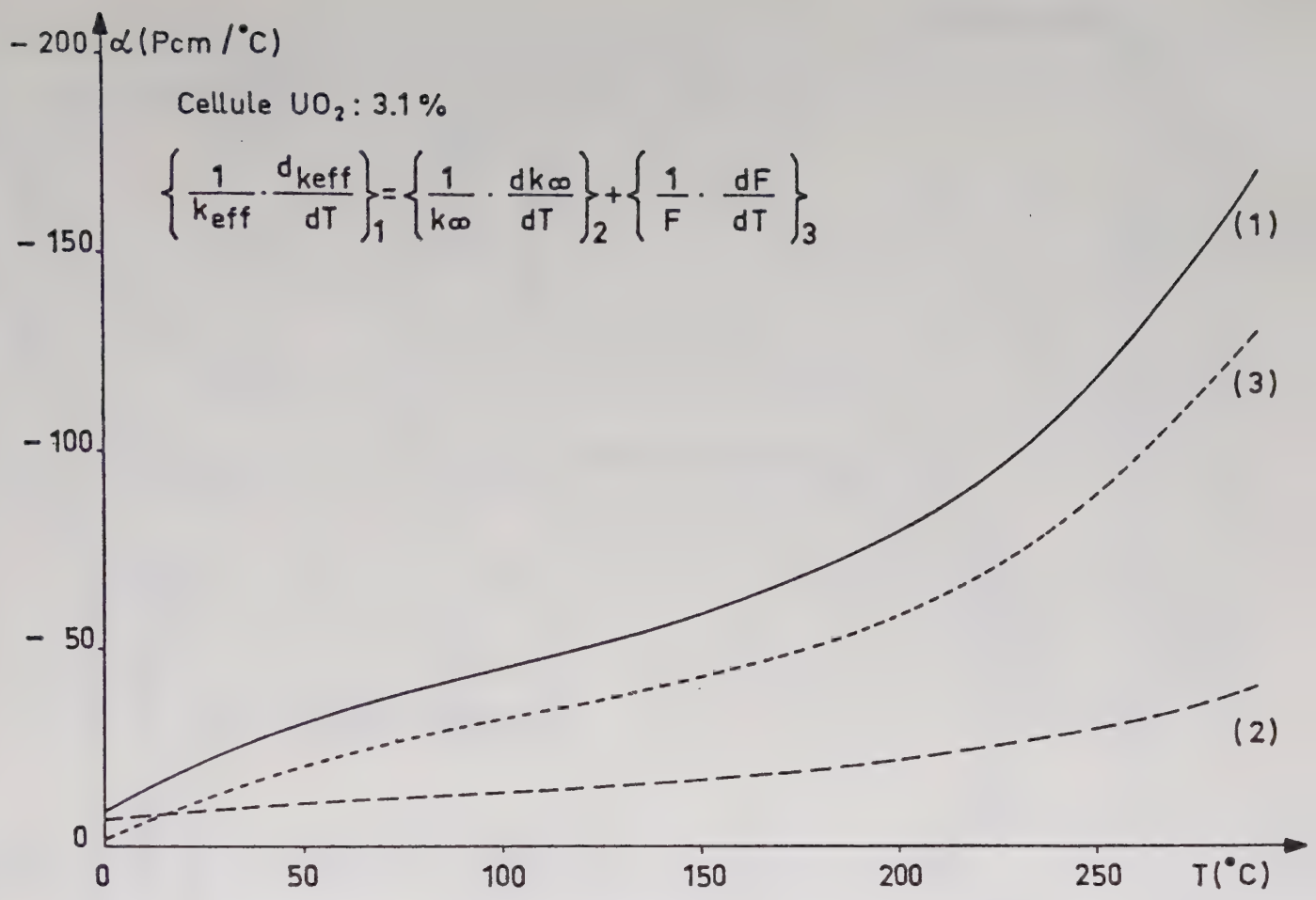


Figure VI.21

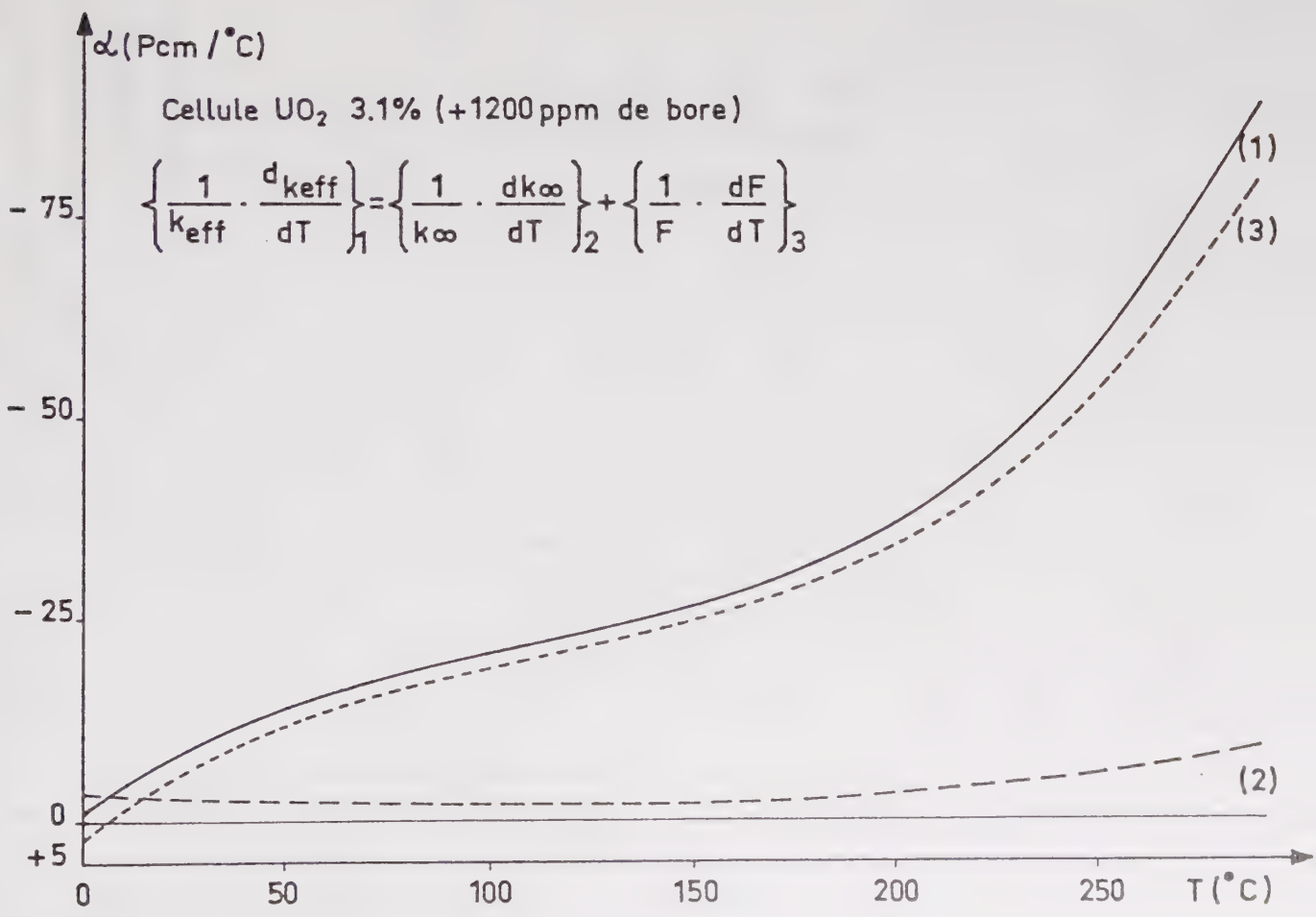


Figure VI.22

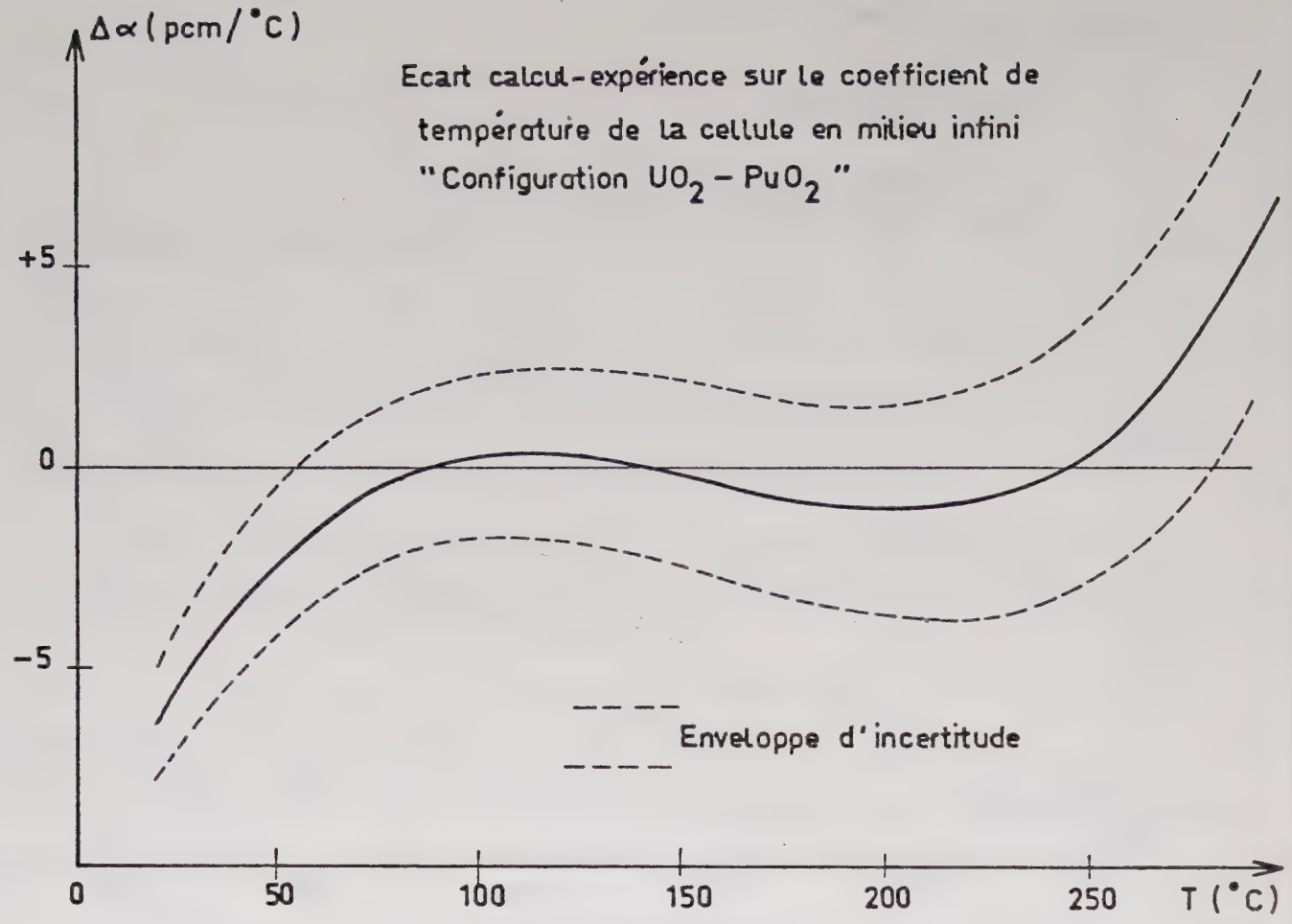


Figure VI.23

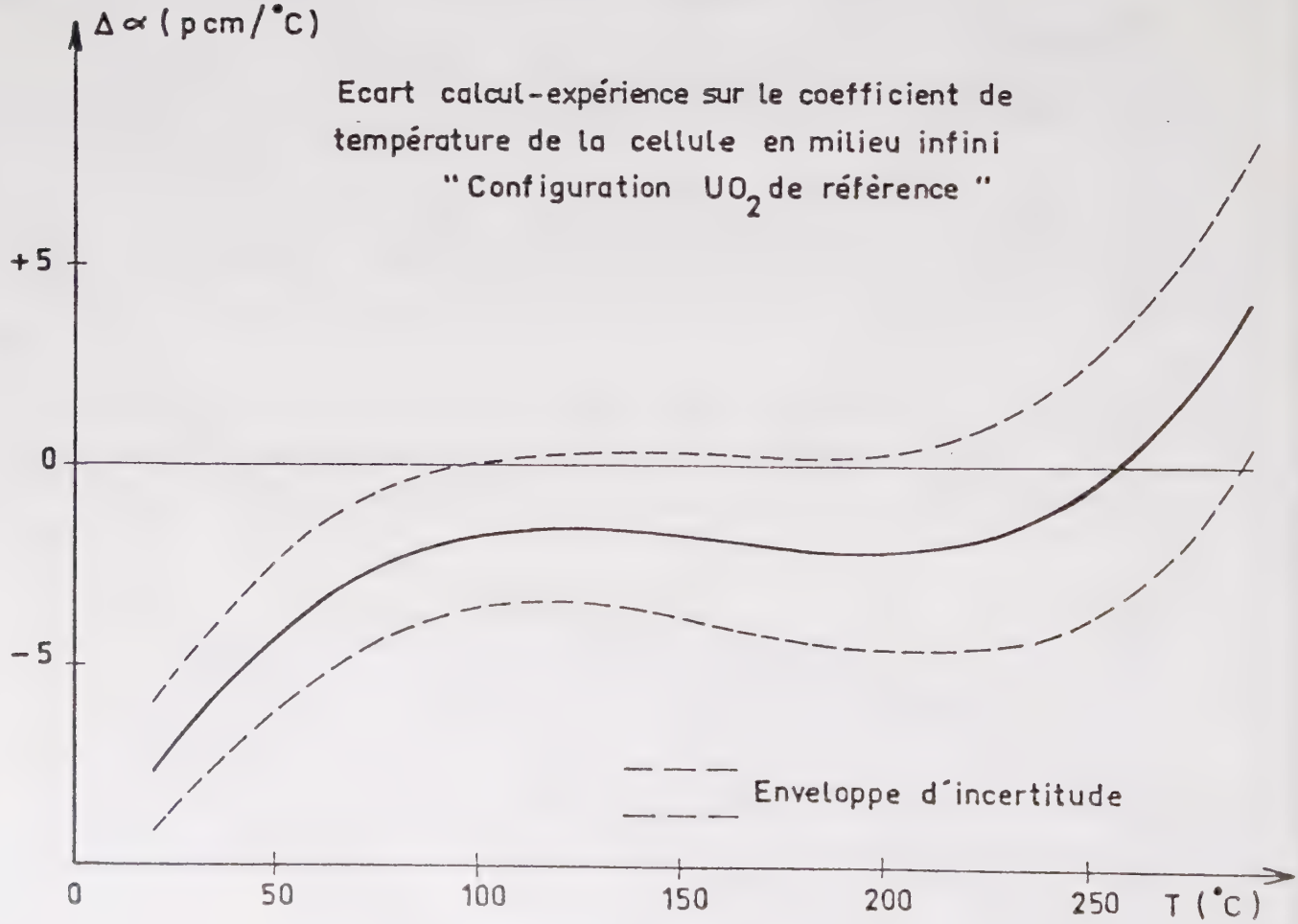


Figure VI.24

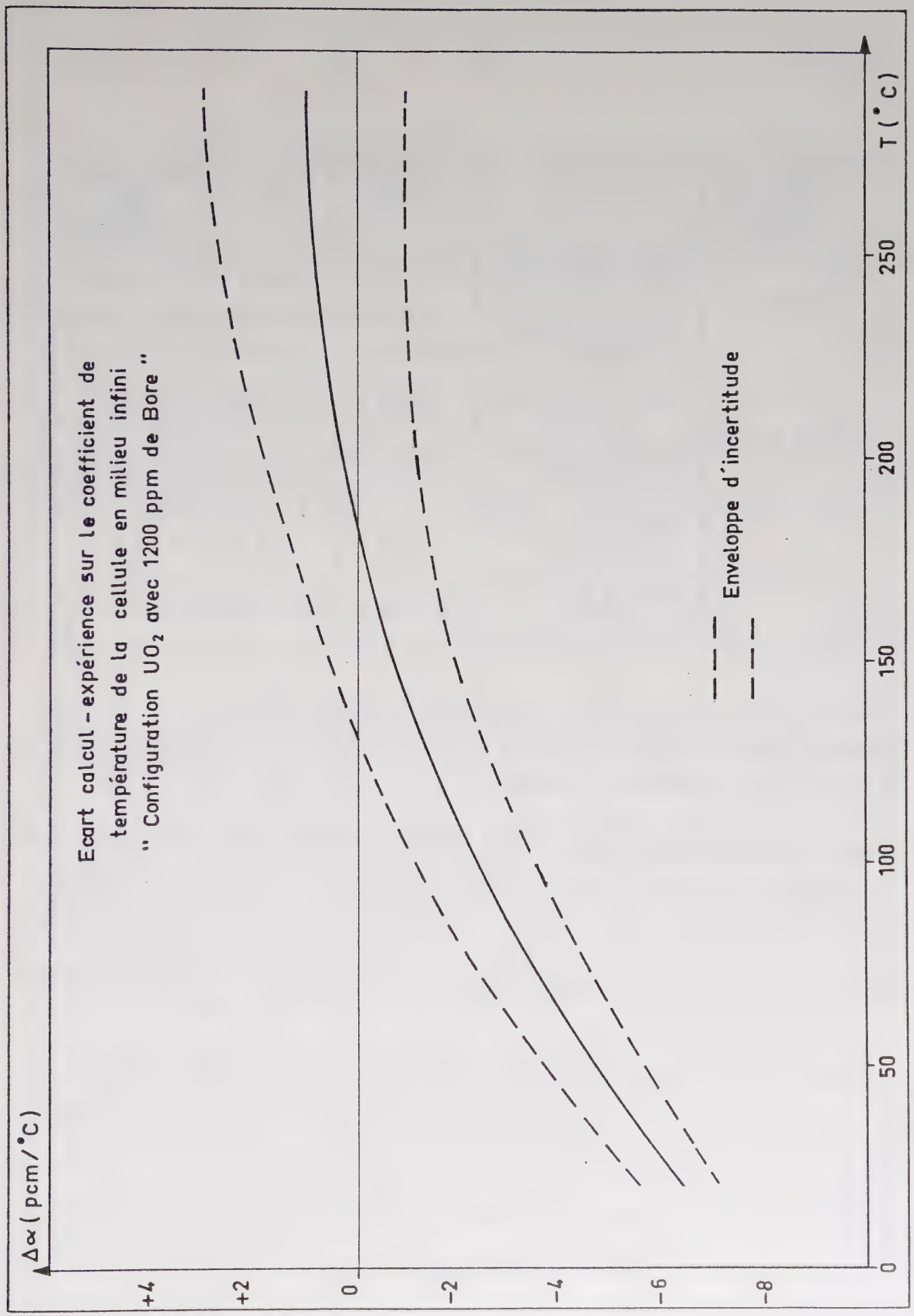

Ecart calcul - expérience sur le coefficient de température de la cellule en milieu infini
" Configuration UO_2 avec 1200 ppm de Bore "
Δα (pcm/°C)
+4
+2
0
-2
-4
-6
-8
0
50
100
150
200
250
T (°C)
Enveloppe d'incertitude

Figure VI.25

Domaine de température (T en °C)	Effet mesuré	UO_2- PuO_2	UO_2	UO_2 avec 1200 ppm bore
[20, 90]	Effet de température (pcm/ºc)	- 2.3 ± 1.8	- 4.2 ± 1.7	- 4.9 ± 1.2
	Effet de densité (pcm/ºc)	+ 0.4 ± 0.4	+ 0.5 ± 0.5	-
[90, 245]	Effet de température (pcm/ºc)	- 0.4 ± 2.5	- 1.9 ± 2.2	- 1.1 ± 1.7
	Effet de densité (pcm/ºc)	+ 1.1 ± 1.1	+ 1.4 ± 1.4	-
[245, 290]	Effet de température (pcm/ºc)	+ 2.2 ± 3.8	+ 1.1 ± 3.5	+ 0.3 ± 2.4
	Effet de densité (pcm/ºc)	+ 2.0 ± 2.0	+ 2.5 ± 2.5	-

On constate sur ce tableau que les résultats et les conclusions que l'on peut en tirer, dépendent du domaine de température considéré. Nous allons donc analyser ces résultats dans chacun des trois domaines de température considérés :

a) Dans le premier domaine, on constate une nette surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température. Cette tendance est par ailleurs deux fois plus forte dans le cas des réseaux UO_2 que dans le réseau UO_2 - PuO_2. D'autre part, la contribution de l'erreur liée aux effets de densité d'eau est faible dans ce domaine. On peut donc penser que les effets de spectre sont mieux pris en compte par le calcul dans le réseau UO_2 - PuO_2 que dans les réseaux UO_2. Cette constatation suggère qu'une grande partie de l'erreur sur le coefficient de température dans ce domaine est liée aux sections efficaces thermiques de ^{235}U et ^{238}U.

b) Dans le domaine intermédiaire, les effets de densité d'eau commencent à prendre de l'importance, et l'erreur qui leur est associée compense en grande partie celle liée aux effets de spectre, de telle manière que l'erreur globale sur le coefficient de température devient plus faible. Dans le cas du réseau UO_2 - PuO_2 les erreurs sur ces deux effets sont faibles et se compensent presque totalement. Tenant compte des marges d'incertitudes, on peut conclure que les effets de spectre sont assez bien calculés dans ce type de réseau. En ce qui concerne les réseaux UO_2, les résultats obtenus dans ce domaine de température confirment la tendance mise en évidence dans le précédent domaine de faibles températures à savoir, une nette tendance à la surestimation de la valeur absolue du coefficient de température introduite par les effets de spectre.

c) On constate dans le dernier domaine où les effets de densité d'eau sont prédominants, que l'erreur globale sur l'effet de température est du même ordre de grandeur que celle liée aux effets de densité d'eau (réseaux UO_2 - PuO_2 et UO_2 sans bore). L'inversion du signe de l'écart (sous estimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température) peut donc s'expliquer entièrement à partir de l'erreur sur les effets de densité d'eau. On peut donc penser que l'erreur introduite par le calcul des effets de spectre est vraisemblablement faible pour ces températures. Ceci confirme la tendance, mise en évidence dans le précédent domaine, à la diminution avec la température de l'erreur liée au calcul des effets de spectre.

Enfin, nous présentons dans le tableau ci-dessous l'écart expérience-calcul intégré sur l'ensemble du domaine de température exploré entre 20°C et 290°C, qui correspond à l'effet chaud-froid dans un réacteur de puissance du type PWR. Nous comparons également dans ce tableau l'effet intégral obtenu par les différentes mesures réalisées dans CREOLE : mesures différentielles, mesures intégrales par équivalence avec le bore et les mesures avec surgaines (effet de densité d'eau).

		UO_2 - PuO_2	UO_2 sans bore	UO_2 avec bore
Effet de température (pcm/°C)	Mesures différentielles	-0.4 ±2.5	-2.1 ± 2.2	-1.8 ± 1.7
	Mesures par équivalence bore	+0.3 ± 1.3	-2.5 ± 1.3	-
Effet de densité d'eau (pcm/°C)		+1.1 ± 1.1	+1.4 ± 1.4	-

Cette présentation de l'écart expérience-calcul moyen sur l'ensemble du domaine de température, ainsi que l'adjonction des résultats des mesures intégrales par équivalence avec le bore, confirment les conclusions dégagées précédemment :

- Dans le réseau UO_2 - PuO_2, les écarts sont suffisamment faibles et à l'intérieur des marges d'incertitude, pour conclure que les erreurs sur les effets de spectre sont faibles et que le coefficient de température d'un réseau mixte est globalement bien calculé.

- En ce qui concerne les réseaux UO_2 on vérifie la nette surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température, surestimation essentiellement liée au calcul des effets de spectre.

5. CONCLUSION

La réalisation des expériences CREOLE a permis d'effectuer des mesures continues du coefficient de température modérateur entre 20°C et 300°C, pour des réseaux de combustible à oxyde d'Uranium et à oxyde mixte Uranium-Plutonium du type PWR.

La transposition directe des résultats obtenus dans cette expérience au cas des réacteurs de puissance de grandes tailles n'est pas immédiate, du fait que la contribution des effets de fuites au coefficient de température est très différente dans les deux cas : la faible taille du coeur CREOLE et la présence d'une épaisse couronne de vide entre la boucle et le coeur nourricier (effet de 'streaming') imposent un fort niveau de fuites dans cette expérience. De plus, la mesure du coefficient de température sur le coeur introduit une contribution parasite liée à la présence du coeur nourricier : variations des effets de couplage de spectre et de poids relatifs entre le réseau expérimental et le coeur nourricier, variations de capture dans les structures.

L'interprétation de cette expérience nécessite donc la définition d'un schéma de calcul très précis. A cet effet, nous avons élaboré un schéma de calcul fondé sur l'utilisation du code APOLLO pour les calculs d'homogénéisation spatiale et de condensation en énergie, et débouchant sur un calcul de coeur à deux dimensions réalisé en transport et à 10 groupes d'énergie.

La mise au point de ce calcul de coeur utilisant le code DOT en géométrie RZ, a nécessité d'importantes études d'optimisation portant sur la discrétisation des différentes variables.

L'interprétation des mesures des distributions de taux de réactions à trois dimensions et des effets en réactivité de la zone nourricière a permis de valider ce schéma que nous proposons pour le calcul des coeurs expérimentaux couplés.

Ce schéma de calcul a ensuite trouvé son application dans l'interprétation des différents types d'expériences réalisées dans CREOLE :

- Mesures différentielles donnant les courbes d'écart expérience-calcul sur le coefficient de température entre 20°C et 300°C.

- Mesures intégrales de l'effet chaud-froid d'une part par équivalence avec le bore, et d'autre part à partir des variations des laplaciens mesurés dans la boucle. Cette dernière mesure confirme la surestimation de l'effet global chaud-froid par le calcul et semble indiquer que c'est la valeur du k_∞ à froid qui en est la cause (surestimation par APOLLO de la valeur du k_∞ à froid).

- Mesures des effets en réactivité des surgaines permettant de découpler la contribution des effets de densité d'eau à l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température total.

L'analyse par une méthode de décomposition du bilan neutronique, des résultats des calculs de coeur, a permis de chiffrer la contribution des différents effets à l'effet global mesuré : effets de k_∞ , effets de fuites et effets d'interaction parasites qui s'avèrent non négligeables, notamment au voisinage de 300°C où ils deviennent comparables aux effets de k_∞ . Cette méthode d'analyse et la précision du schéma de calcul utilisé (bonne prise en compte des effets parasites) autorisent la transposition des résultats obtenus sur le coeur à des résultats correspondant au réseau expérimental en milieu infini.

Nous avons proposé et testé une méthode qui permet de ramener les écarts expérience-calcul obtenus sur le coeur à des écarts sur la cellule.

On met ainsi en évidence une nette tendance à la surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température entre 20°C et 90°C, deux fois plus forte dans les réseaux UO_2 (4 à 5 pcm/°C) que dans le réseau UO_2 - PuO_2. Dans ce domaine de températures où les effets de spectre sont prédominants, la tendance obtenue pour les réseaux UO_2 ne fait que confirmer les résultats connus par ailleurs. Par contre, il semble que les effets de spectre sont mieux pris en compte par le calcul dans les réseaux mixtes UO_2 - PuO_2 ; ceci suggère qu'une grande partie de l'erreur sur le coefficient de température dans ce domaine est liée aux sections efficaces thermiques de ^{235}U et ^{238}U.

Au fur et à mesure que la température augmente et que l'importance des effets de densité d'eau s'accroît, les erreurs de signes opposés liées aux effets de spectre et aux effets de densité se compensent et l'erreur sur le coefficient de température devient plus faible : 1 à 2 pcm/°C pour les réseaux UO_2.

Au delà de 250°C, on observe une inversion du signe de l'écart expérience-calcul (sous-estimation par le calcul de l'ordre de 1 à 2 pcm/°C de la valeur absolue du coefficient de température) qui peut s'expliquer entièrement à partir de l'erreur sur les effets de densité d'eau. On peut donc penser que l'erreur introduite par le calcul des effets de spectre est vraisemblablement faible dans ce domaine de température.

En définitive, on peut conclure dans le cas d'un réseau mixte UO_2 - PuO_2 que l'erreur sur les effets de spectre est faible et que le coefficient de température est globalement bien calculé. En ce qui concerne les réseaux UO_2 le calcul surestime nettement la valeur absolue du coefficient de température, surestimation essentiellement liée aux effets de spectre ; en effet les expériences "surgaines" montrent que les erreurs liées aux effets de densité d'eau ne contribuent que faiblement à l'écart expérience-calcul.

TROISIEME PARTIE

ETUDE DE SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AUX DIFFERENTS PARAMETRES DE LA CELLULE ET RECHERCHE DE MODIFICATIONS PHYSIQUES SUR LES DONNEES NUCLEAIRES

L'interprétation des expériences CREOLE fondée sur la bibliothèque des sections efficaces du code APOLLO, a permis d'obtenir les courbes continues de l'écart expérience - calcul sur le coefficient de température entre 20°C et 300°C dans des réseaux UO_2 et UO_2-PuO_2 du type PWR. Par ailleurs, la diversité des expériences réalisées (mesures différentielles, mesures intégrales et surgaines) permet de découpler la contribution des effets de densité d'eau et des effets de spectre à l'erreur sur le coefficient de température.

L'analyse que nous avons effectuée à partir des résultats d'interprétaion des expériences CREOLE, conduit à suggérer que l'erreur sur le coefficient de température est en majorité liée aux effets de spectre thermique, effets très sensibles aux formes des sections efficaces de ^{235}U et ^{238}U dans le domaine thermique. D'autre part, les mesures avec surgaines montrent que l'inversion du signe de l'écart expérience-calcul au voisinage de 300°C peut être assignée aux effets de densité d'eau.

L'information expérimentale obtenue dans CREOLE associée aux autres informations expérimentales complémentaires que nous avons analysées, nous permet d'entreprendre une étude précise de recherche de tendances sur le coefficient de température ; cette étude doit permettre d'incriminer avec plus de certitude qu'auparavant les paramètres responsables du désaccord entre l'expérience et le calcul.

L'étude de sensibilité du coefficient de température aux différents paramètres de la cellule vise à déterminer parmi les paramètres qui conditionnent la valeur du coefficient de température ceux dont le poids et les marges d'incertitude associées sont suffisants pour pouvoir être à l'origine de l'écart expérience-calcul.

Les résultats de l'étude de sensibilité , associés aux tendances suggérées par l'analyse des résultats d'interprétation des expériences CREOLE, nous permettent de désigner les sections efficaces incriminées.

Nous procédons ensuite à la recherche de modifications physiques sur ces sections, cohérentes avec les marges d'incertitude expérimentales. Ces modifications sont ensuite validées en reprenant l'interprétation d'une part des expériences les plus précises sur le coefficient de température, et d'autre part des mesures concernant les autres paramètres fondamentaux des réseaux à eau ordinaire : facteur de multiplication, formation des noyaux lourds.

CHAPITRE VII

BASE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉTUDE DE RECHERCHE DE MODIFICATIONS SUR LES DONNEES NUCLÉAIRES DE BASE

L'expérience CREOLE constitue la principale source d'informations expérimentales pour l'étude de recherche de tendances sur les données nucléaires conditionnant le coefficient de température. Cependant il est nécessaire de considérer d'autres expériences complémentaires qui couvrent une large gamme de situations neutroniques, de façon à compléter et à confirmer les tendances obtenues lors de l'interprétation des expériences CREOLE.

D'autre part, les informations expérimentales qui vont servir de support expérimental pour l'étude de recherche de modifications des sections efficaces ne doivent pas se limiter aux mesures du coefficient de température ; en effet les modifications éventuelles qu'on serait amené à effectuer sur les données de base, en vue de corriger l'erreur sur le coefficient de température, peuvent affecter d'autres paramètres intégraux. Or, on a d'autres contraintes à respecter en particulier sur le facteur de multiplication à froid et sur les concentrations des noyaux lourds après irradiation ; en effet, un désaccord entre le calcul et l'expérience subsiste actuellement sur ces quantités. On doit donc rechercher des modifications des données de base qui permettent de corriger l'erreur sur le coefficient de température sans détériorer le calcul des quantités intégrales en question. Ceci nous amène à considérer des informations expérimentales supplémentaires concernant le facteur de multiplication à froid et les concentrations des noyaux lourds après irradiation (analyse de combustibles irradiés).

1. MESURES DE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

1.1. Rappels des résultats obtenus dans CREOLE

Nous rappelons dans le tableau ci-après les résultats obtenus sur les effets de température dans CREOLE, en se limitant au cas des réseaux UO_2 ; l'écart expérience-calcul est en effet moins significatif dans le cas des réseaux mixtes UO_2-PuO_2.

Domaine de température	Effet mesuré	Ecart : calcul-experience (pcm/°C)	
		UO_2 sans bore	UO_2 avec 1200 ppm de bore
[20 , 90] °C	Effet de temp.	- 4.2 ± 1.7	- 4.9 ± 1.2
	Effet de densité	+ 0.5 ± 0.5	—
[90, 245] °C	Effet de temp.	- 1.9 ± 2.2	- 1.1 ± 1.7
	Effet de densité	+ 1.4 ± 1.4	—
[245-290] °C	Effet de temp.	+ 1.1 ± 3.5	+ 0.3 ± 2.4
	Effet de densité	+ 2.5 ± 2.6	—

Ces résultats ont déjà fait l'objet d'une analyse détaillée dans la deuxième partie, nous rappelons cependant les principales conclusions :

- On met en évidence une nette tendance à la surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température entre 20°C et 90°C (4 à 5 pcm/°C). Cette erreur est presque intégralement liée aux effets de spectre ; en effet, l'erreur liée aux effets de densité d'eau est négligeable dans ce domaine.

- L'erreur devient plus faible (1 à 2 pcm/°C) entre 90°C et 245°C, du fait de la compensation des erreurs de signes opposés liées aux effets de spectre et de densité d'eau.

- Au delà de 245°C, l'erreur change de signe et son amplitude ($\sim$ 2 pcm/°C dans les réseaux non borés) peut s'expliquer entièrement à partir de l'erreur sur les effets de densité d'eau. Il semble donc que l'erreur sur le calcul des effets de spectre soit négligeable dans ce domaine.

1.2. Prise en compte des expériences complémentaires

1.2.1. Caractéristiques générales des expériences analysées

La plupart des informations expérimentales disponibles sur le coefficient de température dans les réseaux des réacteurs à eau ordinaire, concerne le domaine des températures inférieures à 90°C (mesures réalisées à la pression atmosphérique). La seule expérience où sont effectuées des mesures pour des températures plus élevées, a été réalisée par les suédois : expérience KRITZ [38] ; en effet, des mesures de laplaciens critiques ont été réalisées dans cette expérience pour plusieurs températures entre 20°C et 210°C, avec des réseaux UO_2 et UO_2-PuO_2 du type PWR et BWR.

En plus de l'expérience KRITZ, nous avons sélectionné un certain nombre d'expériences de diverses origines, que nous avons interprétées avec le code APOLLO ; nous avons retenu un ensemble d'expériences couvrant une large gamme de situations neutroniques : plusieurs valeurs d'enrichissement et de rapport de modération et différentes géométries. Ces expériences ont toutefois la caractéristique commune de posséder un fort niveau de fuites (petits réacteurs). La contribution des effets de fuites au coefficient de température mésuré est donc prédominante.

Enfin, dans la plupart de ces expériences, la variation du laplacien géométrique avec la température n'a pas été mesurée, nous l'avons donc estimée par le calcul.

1.2.2. Résultats d'interprétation des expériences complémentaires sélectionnées :

Nous présentons sur les tableaux 1, 2 et 3, les résultats d'interprétation des différentes expériences sélectionnées. Ces tableaux donnent les valeurs du coefficient de température mesurées et calculées, l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température et le facteur de multiplication calculé à froid. Par ailleurs, nous donnons la contribution au coefficient de température de l'effet du k_∞ et de la variation du laplacien géométrique, ce qui permet de mieux appréhender les poids respectifs des fuites et du k_∞ dans le coefficient de température. Les caractéristiques et l'origine de chaque expérience sont également rappelés dans ces tableaux.

1.2.3. Commentaires :

Bien que la précision de cet ensemble d'expériences complémentaires ne soit pas suffisante pour donner des valeurs précises de l'écart expérience-calcul, l'interprétation de ces expériences fait toutefois apparaître une nette tendance à la surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température, en particulier pour les températures inférieures à 90°C. Les résultats d'interprétation de l'expérience KRITZ permettent de confirmer la tendance obtenue dans l'expérience CREOLE pour les températures supérieures à 90°C ; en effet on constate également dans KRITZ que l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température tend à diminuer quand la température augmente.

1.3. Informations expérimentales fournies par les centrales PWR en fonctionnement

Le suivi des réacteurs de puissance PWR en fonctionnement permet d'obtenir des informations expérimentales intéressantes pour la qualification des méthodes de calcul. Cependant les informations relatives aux mesures du coefficient de température sont peu nombreuses et leurs interprétations sont souvent imprécises. Par ailleurs ces mesures ne permettent d'accéder qu'à la valeur moyenne (effet intégral chaud-froid) et au coefficient de température différentiel isotherme au voisinage de 300°C (mesures réalisées à chaud et à puissance nulle).

TABLEAU VII.1

RESULTATS D'INTERPRETATION DES EXPERIENCES COMPLEMENTAIRES
SUR LE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

	UO_2 1.311 %		UO_2 2.02 %	UO_2 2.35 %	UO_2 2.49 %	UO_2 3.003 %	UO_2 4.95 %	
EXPERIENCE	BAPL/TRX		NAIG/NCA	BATTELLE	AERL/OCF	AEEW/DIMPLE	ANL/ZPR7	
Référence	[39]		[40]	[41]	[42]	[43]	[44]	
GEOMETRIE/PAS (cm)	Hexag/2.205	Hexag/2.36	carré/1.84	carré/1.90	carré/1.77	carré/1.32	Hexag./1.27	
V_m/V_{UO_2}	1.071	1.405	2.918	2.390	2.500	1.001	1.141	1.504
B^2_{mes} (20°C) en cm^{-2}	$2.837.10^{-3}$	$3.017.10^{-3}$	$6.972.10^{-3}$	$4.17.10^{-3}$	$8.55.10^{-3}$	$6.60.10^{-3}$	$9.147.10^{-3}$	$1.076.10^{-2}$
k^{cal}_{eff} (20°C)	1.00139	1.00610	1.01967	1.00607	1.01474	1.00393	1.00437	1.00726
α^{mes} en pcm/°C	- 8.2	- 7.6	- 6.2 ± 0.6	- 1.6	- 4.1	- 1.8 ± 2.	-10.1 ± 0.5	-12.8 ± 0.5
Domaine de température	10°C - 50°C		10°C - 30°C	20°C - 60°C	20°C - 30°C	20°C - 80°C	20°C - 46°C	
Méthode de mesure	d i v e r g e n c e		divergence	divergence	divergence	mesures de laplaciens	d i v e r g e n c e	
$(\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT})$ en pcm/°C	- 9.9	- 7.5	- 3.8	+ 2.3	- 4.8	- 13.6	- 10.3	- 8.7
$(\frac{M^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dB^2g}{dT})$ en pcm/°C	+ 1.7	+ 1.6	+ 4.1	+ 1.7	+ 5.5	+ 4.4	+ 5.6	+ 6.
$\alpha^{cal} = \frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT}$ (pcm/°C)	- 14.7	- 13	- 9.5	- 5	- 12	- 20.7	- 15.3	- 15.6
$\Delta\alpha = \alpha^{cal} - \alpha^{mes}$ (pcm/°C)	- 6.5	- 5.4	- 3.3	- 3.4	- 8	- 2.7	- 5.2	- 2.8

TABLEAU VII.2

RESULTATS D'INTERPRETATION DES EXPERIENCES COMPLEMENTAIRES
SUR LE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

	UO_2 3.042 %				UO_2 3.41 %			UO_2 5.1 %
EXPERIENCE	ANL/ZPR7				NPY/NORA			AZUR
Référence	[45]				[46]			[37]
GEOMETRIE/PAS (cm)	Hexag/1.166	Hexag./1.27	Carré/1.24	Carré/1.349	Carré/1.90	Carré/2.314	Carré/2.687	Plaque/1.382
V_m/V_{UO_2}	0.4347	0.7544	0.962	1.371	1.660	3.030	4.510	2.440
B^2_{mes} (20°C) (cm^{-2})	$2.436.10^{-3}$	$5.538.10^{-3}$	$4.747.10^{-3}$	$9.182.10^{-3}$	$9.18.10^{-3}$	$9.88.10^{-3}$	$8.64.10^{-3}$	$7.816.10^{-3}$
k^{cal}_{eff} (20°C)	0.99841	0.99752	0.99799	0.99491	1.01418	1.02377	1.02925	1.01074
α^{mes} (pcm/°C)	- 9.5 ± 0.5	-10.1 ± 0.7	-10.6 ± 0.4	- 7.6 ± 0.4	- 9.8	- 5.3	+ 2.7	- 2.75
Domaine de température	20°C - 46°C				20°C - 60°C			20°C - 88°C
Méthode de mesure	d i v e r g e n c e				Hauteur critique du modérateur			titre critique du bore
$(\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT})$ en pcm/°C	- 15.9	- 13.7	- 11.9	- 10.2	- 6.89	+ 0.3	+ 6.2	+ 6.6
$\frac{M^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dBg^2}{dT}$ (pcm/°C)	+ 1.4	+ 3.8	+ 2.6	+ 6.5	+ 5.7	+ 5.9	+ 4.8	+ 4.5
$\alpha^{cal} = \frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT}$ (pcm/°C)	- 18	- 17.9	- 15.7	- 17.4	- 15.1	- 10.9	- 5.7	- 7.65
$\Delta\alpha = \alpha^{cal} - \alpha^{mes}$ (pcm/°C)	- 8.5	- 7.8	- 5.1	- 9.8	- 5.3	- 5.6	- 8.4	- 4.9

TABLEAU VII.3

RESULTATS D'INTERPRETATION DES MESURES DE COEFFICIENT DE TEMPERATURE REALISEES DANS KRITZ

Réseau	UO_2 1.35 %		
Géométrie/Pas	Carré / 1.80 cm		
B^2_{mes} (20°C) en cm^{-2}	$4.0 \cdot 10^{-3}$		
k^{cal}_{eff} (20°C)	1.01237		
Méthode de mesure	Mesures de Laplaciens		
Domaine de température ↓	$\frac{1}{k_\infty} \cdot \frac{dk_\infty}{dT}$ (pcm/°C)	$\frac{B^2}{1+M^2.B^2} \cdot \frac{dM^2}{dT}$ (pcm/°C)	$\Delta\alpha = \alpha^{cal} - \alpha^{mes}$ (pcm/°C)
20°C - 90°C	- 9.8	- 9.6	- 4.95
90°C - 160°C	- 11.7	- 16.8	- 5
160°C - 210°C	- 14.6	- 24.3	- 3.3

Nous ne présentons que les calculs d'interprétation fondés sur le code APOLLO du fait de leur cohérence (mêmes jeux de sections efficaces de base) avec nos calculs d'interprétation des expériences critiques. Dans un premier temps nous présentons les interprétations réalisées au CEA à partir du système APOLLO-NEPTUNE. Nous donnons ensuite une synthèse des résultats obtenus à l'EDF (Electricité de France) lors des calculs de suivi des réacteurs PWR, effectués avec le schéma de calcul du coeur APOLLO-JANUS [47].

a) Résultats d'interprétations réalisées au CEA

- Mesures réalisées dans la centrale nucléaire d'OBRIGHEIM.

Il s'agit d'une mesure du coefficient de température isotherme effectuée entre 280°C et 300°C dans la centrale nucléaire Allemande d'OBRIGHEIM. Le réacteur est du type PWR de 300 MWe, utilisant du combustible UO_2 légèrement enrichi. La mesure a été réalisée avec une concentration de bore dans le modératuer de 1600 ppm. L'interprétation de cette mesure [48], conduit aux résultats suivants :

α^{cal} = 10.9 pcm/°C α^{mes} = 11.6 pcm/°C $\Delta\alpha^{C-E}$ = - 0.7 pcm/°C

La valeur positive du coefficient de température s'explique par la forte teneur en bore.

- Mesures réalisées dans la centrale nucléaire de TIHANGE.

Il s'agit également d'une mesure du coefficient de température isotherme effectuée entre 280°C et 290°C au cours des essais de démarrage de la centrale nucléaire de TIHANGE (PWR de 900 MWe). La mesure a été réalisée avec toutes les grappes sorties et une concentration de 1200 ppm de bore dans le modérateur . Le résultat d'interprétation [41] est le suivant :

α^{cal} = - 2.7 pcm/°C α^{mes} = - 1.6 pcm/°C $\Delta\alpha^{C-E}$ = - 1.1 pcm/°C

- Mesures réalisées dans la centrale de FESSENHEIM.

L'interprétation des mesures du coefficient de température isotherme réalisées au voisinage de 300°C dans la centrale nucléaire de FESSENHEIM (PWR de 900 MWe), conduit à une surestimation par le calcul de 2 à 3 pcm/°C de la valeur absolue du coefficient de température mesuré [49].

b) Résultats d'interprétations réalisées à EDF

L'interprétation des essais effectués lors du démarrage (passage du froid à chaud) et des mesures de coefficient de température isotherme à chaud sur plusieurs coeurs neufs PWR, ont mis en évidence un écart expérience-calcul moyen de 3 pcm/°C [47] et [50]. Le calcul donne ici aussi des coefficients de température trop négatifs.

L'ensemble de ces informations fournies par les réacteurs PWR en fonctionnement est insuffisant pour permettre de dégager avec précision une tendance sur l'écart expérience-calcul fonction de la température. Cependant, les interprétations confirment la surestimation moyenne de la valeur absolue du coefficient de température par le calcul de l'ordre de 2 à 3 pcm/°C.

2. PRISE EN COMPTE DES AUTRES PARAMETRES INTEGRAUX

2.1. Facteur de multiplication à froid

Pour corriger l'erreur sur le coefficient de température, on peut effectuer des modifications qui affectent soit le facteur de multiplication à froid, soit le facteur de multiplication à chaud, ou les deux à la fois. La prise en compte des mesures de laplaciens matière, de la concentration du bore critique et de taille critique réalisées à froid dans les réseaux UO_2 modérés à l'eau ordinaire, permet de qualifier le calcul du facteur de multiplication à froid et donc de préciser dans quel sens il faut chercher à modifier ce paramètre.

2.1.1. Mesures de Laplaciens

Dans l'ensemble des expériences complémentaires que nous avons interprété pour valider les tendances obtenues sur le coefficient de température dans l'expérience CREOLE, des mesures de laplaciens matière à 20°C, sont également disponibles. L'utilisation de ces valeurs mesurées dans les calculs de cellule en mode fondamental permet d'obtenir l'écart expérience-calcul sur le facteur de multiplication à froid.

Les résultats présentés sur les tableaux 1, 2 et 3 montrent qu'il y a une nette tendance à surestimer par le calcul le facteur de multiplication à froid de plusieurs centaines de pcm. Ainsi après avoir attribué le même poids à chaque type d'expérience,la valeur du facteur de multiplication calculé et l'écart type associé obtenus pour un état critique mesuré sont :

$$k_{eff} = 1.010 \pm 0.008$$

A noter, toutefois que cette valeur moyenne est entachée d'une grande dispersion liée aux imprécisions des expéreinces et à la grande diversité des situations neutroniques considérées.

L'interprétation des expériences CRISTO (mesures du k_∞ des réseaux de stockage type PWR) réalisées dans le réacteur EOLE a confirmé cette tendance. Les résultats obtenus dans ces expériences sont rappelés ci-dessous :

- CRISTO I : Il s'agit d'un réseau UO_2 homogène avec un pas de 1.86 cm. L'interprétation effectuée en transport par le schéma APOLLO-DOT montre que le facteur de multiplication est surestimé par le calcul de 850 ± 300 pcm [51] :

- CRISTO II : Il s'agit d'un réseau UO_2 au pas de 1.58 cm. Le calcul conduit, pour des teneurs en bore du même ordre de grandeur que dans les réacteurs PWR ($\lesssim$ 1000 ppm), à une surestimation supérieure à 1000 pcm [52].

- CRISTO III : Réseaux UO_2 très sous modérés (pas de 0.96 cm) ; la précision des mesures est ici nettement moins bonne, mais l'interprétation confirme cependant une forte surestimation du facteur de multiplication par le calcul [33].

2.1.2. Autres mesures du k_{eff} à froid

Il s'agit en particulier des mesures de concentration critique du bore et de taille critique.

Pour ce qui concerne les mesures de concentration critique du bore, les mesures réalisées dans la pile AZUR (pile piscine implantée à Cadarache) constituent un exemple intéressant.

Nous présentons ci-dessous les principaux résultats d'interprétation obtenus avec le schéma de calcul du coeur APOLLO-NEPTUNE, corrigés de l'autoprotection du Zirconium, pour les configurations de référence (réseaux propres).

a) AZUR-PAT : Il s'agit d'un réseau UO_2 à crayons enrichis à 3.9 %. L'interprétation des mesures de titre de bore critique conduit à une surestimation par le calcul de la valeur propre d'environ 800 pcm [53] et [51].

b) AZUR-CAP : Le réseau étudié est du type PWR 17 x 17, avec un enrichissement de 6,2 %. L'interprétation ([54] et [51]) des mesures de concentration critique du bore, conduit également à une forte valeur propre calculée : 1.007.

c) AZUR-CARAMEL : Il s'agit cette fois d'un réseau UO_2 à plaques enrichi à 5 %. L'interprétation [37] des mesures du titre critique du bore donne une valeur propre de 1.005. Une interprétation effectuée en théorie de transport par le schéma APOLLO-DOT conduit à une valeur propre de 1.010 [55].

On voit donc que l'ensemble des expériences AZUR confirme la tendance à la surestimation par le calcul du facteur de multiplication à froid.

Enfin, notre interprétation des expériences CREOLE (mesures de taille critique) effectuée en transport par le schéma APOLLO-DOT confirme les résultats précédents ; en effet la valeur propre calculée est de 1.01.

2.2. Résultats d'analyse du combustible irradié

Les résultats d'analyse du combustible irradié, constituent une information expérimentale complémentaire très précise. L'interprétation des résultats d'analyses effectuées sur des assemblages des trois premiers tiers de la Centrale Nucléaire des Ardennes (CNA), conduit aux résultats suivants [56] :

- La disparition de ^{235}U et la formation de ^{236}U sont bien calculées.

- La formation du ^{239}Pu est surestimée par le calcul d'environ 4 %.

- Compte tenu des différentes compensations, les concentrations du ^{240}Pu et du ^{241}Pu sont bien déterminées.

Ces résultats montrent que la formation du ^{239}Pu au cours d'évolution est nettement surestimée par le calcul. Etant donné que la concentration du ^{239}Pu est à peu près proportionnelle pour les faibles taux de combustion au rapport : $\bar{\sigma}_{c8}/\bar{\sigma}_{f5}$; il est donc important que toute modification à envisager sur ces sections en vue de corriger l'erreur sur le coefficient de température tienne compte du problème de la surestimation par le calcul de la formation du ^{239}Pu.

CHAPITRE VIII

ETUDE DE SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AUX PARAMÈTRES DU RÉSEAU ET AUX APPROXIMATIONS DE CALCUL

1- CHOIX DES PARAMETRES DE L'ETUDE : SECTIONS EFFICACES ET PHENOMENES PHYSIQUES CONDITIONNANT LE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

Les différentes mesures de coefficient de température que nous avons interprétées, ont permis de mettre en évidence une nette tendance à la surestimation par le calcul de la valeur absolue du coefficient de température des réseaux UO_2 modérés à l'eau ordinaire, en particulier pour le domaine des basses températures ($T < 90°C$).

L'écart expérience-calcul peut provenir soit du calcul des effets de spectre qui dépendent étroitement des formes des sections efficaces de ^{235}U et de ^{238}U dans le domaine thermique, soit du calcul des effets de densité d'eau qui contribuent fortement à la valeur du coefficient de température. Cependant, les expériences réalisées dans CREOLE avec des surgaines, ont montré que l'erreur sur les effets de densité d'eau est faible et ne contribue d'une manière significative à l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température, qu'au voisinage de 300°C. L'écart expérience-calcul observé dans le domaine des basses températures devrait donc être essentiellement lié aux effets de spectre thermique et plus précisément aux sections de ^{235}U et de ^{238}U.

Les résultats obtenus dans CREOLE, pour un réseau mixte UO_2-PuO_2 (écart expérience-calcul plus faible) confirment cette hypothèse : dans un réseau chargé en Plutonium, les effets liés aux sections efficaces thermiques de ^{235}U et de ^{238}U sont atténués par la présence du Plutonium, en conséquence les erreurs induites par ces deux corps sont minimisées dans ce cas.

Au niveau de la contribution de η au coefficient de température, nous sélectionnerons donc pour l'étude de sensibilités les sections efficaces thermiques de ^{235}U et de ^{238}U.

Le tableau (1) du chapitre III montre que le facteur d'utilisation thermique contribue notablement au coefficient de température dans le domaine thermique : cet effet est essentiellement lié au modérateur, d'où la nécessité de prendre en compte la section de capture thermique de l'eau dans l'étude de sensibilité.

La variation de la densité d'eau avec la température entraine la modification de ses propriétés de ralentissement, ce qui affecte le bilan neutronique. Les sections de transfert de l'eau dans le domaine rapide devraient donc avoir une contribution essentielle à l'effet de température dans ce domaine. Par ailleurs, la contribution de la capture épithermique de ^{238}U dépend du niveau de l'intégrale effective adopté. Ceci nous amène donc à sélectionner ces deux paramètres pour notre étude.

D'autre part la sous modération introduite par la diminution de la densité d'eau avec la température conduit à l'accroissement du poids relatif des productions épithermiques de ^{235}U (facteur ε_2) ; la valeur de η épithermique de ^{235}U doit donc intervenir, ce qui nous amène à sélectionner les intégrales effectives d'absorption et de production de ^{235}U.

Enfin, le basculement du spectre rapide/thermique dû aux effets de densité d'eau, conduit à une contribution non négligeable du facteur de fission rapide ε_1 de ^{238}U au coefficient de température. En conséquence, nous avons donc sélectionné le niveau de la section de fission de ^{238}U.

En ce qui concerne la contribution des effets de fuites, au coefficient de température, la situation se présente d'une manière différente suivant qu'il s'agit d'un réacteur de puissance ou d'expériences critiques : dans un réacteur PWR de grande taille, les effets de fuites sont faibles devant les effets de k_∞, alors que dans les réacteurs expérimentaux la contribution de ces effets est bien plus importante (elle est par exemple 10 fois plus importante dans CREOLE que dans les PWR de grande taille) ; comme l'indique le tableau 8 du chapitre III, la contribution des effets de fuites dans CREOLE devient compétitive avec celle des effets de densité d'eau sur le k_∞ (tableau III.1).

La contribution de cas effets de fuites est généralement déterminée par la variation des propriétés de migration du réseau, la variation de taille critique avec la température donnant dans la plupart des cas une contribution négligeable. On pourrait donc sélectionner comme paramètre intégral pour l'étude de sensibilité, l'aire de migration M^2 des neutrons, procédure généralement utilisée notamment par P. REUSS dans ses études de recherches de tendances [57].

On peut cependant noter (voir tableau III.8) que les effets de fuites dépendent essentiellement des neutrons rapides (τ), la contribution du domaine thermique (L^2) représente moins de 15 % sur toute la gamme des températures étudiées. Néanmoins l'âge ne nous semble pas le paramètre le mieux adapté pour une étude de sensibilité sur le coefficient de température. En effet, d'une part ce paramètre est trop synthétique (il fait intervenir simultanément les sections efficaces de plusieurs corps) et d'autre part du fait que c'est un paramètre intégral, il ne permet pas de différentier les différents domaines d'énergie et les phénomènes physiques associés.

Les paramètres de base qui conditionnent l'âge des neutrons (τ) sont essentiellement les sections de transfert et la section totale de l'eau dans le domaine rapide, l'effet lié à la section de transfert inélastique de ^{238}U étant beaucoup plus faible. Le paramètre déterminant pour l'étude de sensibilité du coefficient de température aux effets de fuites est donc la section de diffusion de l'eau dans le domaine rapide. Ce paramètre devrait d'ailleurs être considéré dans l'étude de sensibilité relative à la contribution du facteur antitrappe.

Cette étude doit également inclure l'analyse de sensibilité du coefficient de température, aux approximations utilisées dans le calcul de certains phénomènes physiques : effet Doppler et thermalisation des neutrons, et à certains effets correctifs :

- Prise en compte dans le calcul de l'effet Doppler des liaisons cristallines de l'UO_2 d'une part et de la variation du facteur de Bell avec la température d'autre part.

- Prise en compte de la dilatation thermique du rayon des crayons combustibles et du pas de la cellule.

- Influence du choix de modèle de thermalisation.

2. SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AUX DONNEES NUCLEAIRES

2.1. Résultats de l'étude de sensibilité

Cette étude a été effectuée sur la cellule du réseau UO_2 enrichi à 3.1 % sans bore étudié dans CREOLE. Cependant, les résultats obtenus peuvent se transposer à un réseau mixte pour ce qui concerne les effets liés à la densité de l'eau, en effet, dans le domaine rapide les phénomènes physiques sont sensiblement les mêmes et les coefficients de sensibilité que nous présentons ici peuvent en première approximation être utilisés pour un réseau mixte UO_2-PuO_2.

Les différents effets sont obtenus par comparaison du coefficient de température moyen entre 20°C et 290°C, calculé avec les données de référence et les données modifiées. Nous présentons sur le tableau 1 les variations effectuées sur les différents paramètres et les effets engendrés sur le coefficient de température. Les contributions des effets de k_∞ et de fuites sont également présentées dans ce tableau ainsi que les valeurs de k_∞ et de M^2 calculées à froid.

Les résultats présentés sur le tableau 1 sont analysés ci-dessous en distinguant le domaine thermique et le domaine épithermique et rapide.

a) Domaine thermique

Nous considérons dans ce domaine les sections efficaces de fission et d'absorption de ^{235}U, la capture de ^{238}U et la capture de l'eau.

- ^{235}U : on constate que les modifications du niveau des sections efficaces thermiques de ^{235}U (capture et fission), qui respectent les marges d'incertitude sur les valeurs à 2200 m/s, n'entrainent qu'une faible variation du coefficient de température. On peut donc penser que seule une variation de la forme de ces sections peut modifier le coefficient de température d'une manière significative. Ceci est d'ailleurs cohérent avec les résultats obtenus par REUSS [58].

TABLEAU VIII.1

SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AUX DIFFERENTS PARAMETRES DE LA CELLULE --CELLULE UO_2 3.1 % SANS BORE

(Effet moyen entre 20°C et 290°C)

Paramètre	Incertitude expérimentale	Modification réalisée	$\frac{\Delta k_\infty}{k_\infty}$ (20°C) (pcm)	$\Delta\left[\frac{B^2}{1+M^2B^2}\cdot\frac{dM^2}{dT}\right]$ (pcm/°C)	$\Delta\left[\frac{1}{k_\infty}\cdot\frac{dk_\infty}{dT}\right]$ (pcm/°C)	$\Delta\left[\frac{1}{k_{eff}}\cdot\frac{dk_{eff}}{dT}\right]$ (pcm/°C)
Fission thermique ^{235}U	$\sim$ 1 % (σ_{2200})	+ 1 %	+ 848	0.	- 0.19	- 0.19
Absorption thermique ^{235}U	1 à 1.5 % (σ_{2200})	+ 1 %	- 695	+ 0.03	+ 0.14	+ 0.17
Capture thermique ^{238}U	$\leqslant$ 2 % (σ_{2200})	+ 1 %	- 96	+ 0.003	+ 0.003	+ 0.009
Capture thermique H_2O	$\sim$ 1 %	+ 1 %	- 66	+ 0.001	+ 0.07	+ 0.071
I_{eff} de ^{238}U	$\sim$ 0.5 barns	+ 0.7 barns	- 701	+ 0.28	- 0.87	- 0.59
η épithermique ^{235}U	$\sim$ 4 %	+ 2 %	+ 148	+ 0.03	+ 0.15	+ 0.18
Fission rapide ^{238}U	$\sim$ 0.02barns	$\sim$ - 0.02barns	- 153	+ 0.04	- 0.22	- 0.18
Diffusion rapide H_2O	G1 : 3 à 5 % G2 : 3 à 5 % G3 : 3 à 5 %	+ 0.7 % - 0.08% - 0.25%	- 202	+ 0.02 - 0.004 - 0.015	+ 0.015 - 0.02 - 0.11	+ 0.035 - 0.02 - 0.125
	3 à 5 %	- 1 %	-	- 0.14	- 0.77	- 0.9

- ^{238}U : dans la plupart des bibliothèques de sections efficaces, la section de capture de ^{238}U dans le domaine thermique est supposée avoir un comportement en $\frac{1}{v}$. Une modification uniforme du niveau de cette section compatible avec la marge d'incertitude expérimentale sur la valeur de la section à v = 2200 m/s, ne modifie pas notablement le coefficient de température. Néanmoins, on peut s'attendre à un effet important sur le coefficient de température si l'hypothèse d'un comportement en $\frac{1}{v}$ s'avère incorrecte.

- H_2O : les marges d'incertitude expérimentales sur la section de capture de l'eau dans le domaine thermique sont relativement faibles, de telle sorte que les valeurs issues des différentes bibliothèques sont peu dispersées. Nous avons vérifié qu'une variation uniforme de 1 % du niveau de cette section n'a pratiquement pas d'effet sur le coefficient de température.

b) - Domaine épithermique et rapide

Nous avons considéré dans ce domaine l'intégrale effective de ^{238}U, le facteur de reproduction η épithermique de ^{235}U, la fission de ^{238}U et la diffusion de l'eau.

- Intégrale effective de ^{238}U : l'intégrale effective de ^{238}U calculée à partir des données de la bibliothèque d'origine du code APOLLO (UKAEA), conduit à une surestimation de l'absorption résonante dans les calculs de cellule par rapport aux résultats expérimentaux. C'est pourquoi REUSS avait proposé un ajustement [17] qui consiste à réduire uniformément la section de capture de ^{238}U de 0.12 barns dans le domaine d'énergie entre 55 KeV et 0.137 KeV, ce qui correspond environ pour le réseau étudié à une diminution de l'intégrale effective de 0.7 barns. Pour étudier la sensibilité du coefficient de température à ce paramètre, nous avons effectué une variation qui consiste à supprimer cet ajustement. Ceci entraine un effet non négligeable sur le coefficient de température : environ - 0.5 pcm/°C.

- η_{235} épithermique : une variation de 2 % du facteur de reproduction épithermique de ^{235}U correspondant à des variations de : + 1.7 % sur l'intégrale effective de fission et - 3 % sur l'intégrale effective de capture, conduit à un effet assez faible sur le coefficient de température.

- Fission de ^{238}U : la fission de ^{238}U est une réaction à seuil qui n'a lieu qu'avec des neutrons d'énergie supérieure à 0.8 MeV. La section efficace de cette réaction présente un plateau de 0.5 barns au-dessus de 1 MeV. La variation de cette section dans les limites des marges d'incertitude sur ce paramètre n'entraine pas d'effet significatif sur le coefficient de température.

- Diffusion rapide et épithermique de l'eau : en ce qui concerne la section de diffusion de l'eau ; il n'est pas possible d'introduire dans le code APOLLO des modifications par rapport aux données de référence. En effet, bien qu'on puisse modifier les sections de diffusion multigroupes σ_s^g, il n'est cependant pas possible de répercuter les corrections correspondantes sur les sections de transfert $\sigma_s^{g \to g'}$. On peut toutefois travailler globalement sur M^2 en simulant des

variations de M^2 par des variations équivalentes de B^2 [57]. Le fait que nous ayons choisi de travailler directement sur les données de base (sections efficaces) nous a amené à définir la procédure suivante : nous substituons au jeu de référence (bande UKAEA) le jeu ENDF/BIII, en imposant aux sections de capture leurs valeurs de référence. Cela revient à effectuer les modifications suivantes synthétisées sur 3 domaines d'énergie :

$\Delta\sigma_s^1$ (0.9 MeV $< E_1 <$ 10 MeV): + 0.057 barns (+ 0.7 %)
$\Delta\sigma_s^2$ (5 KeV $< E_2 <$ 0.9 MeV): - 0.022 barns (- 0.08 %)
$\Delta\sigma_s^3$ (0.625 eV $< E_3 <$ 5 KeV): - 0.112 barns (- 0.25 %)

A partir d'un formalisme de bilan neutronique par groupe (cf. Annexe 3) on déduit les effets sur le coefficient de température respectivement induits par la modification de la section dans chaque macrogroupe. On en déduit le coefficient de sensibilité associé à une modification élémentaire de σ_s^g présenté sur le tableau 1.

On constate que l'effet sur les fuites est très faible pour une modification réaliste des sections de diffusion et de transfert de l'eau, le coefficient de sensibilité s'accroît légèrement au cours du ralentissement, mais reste inférieur à 0.1 pcm/°C.

En fait, la modification de la section de diffusion de l'eau intervient essentiellement sur les effets de k_∞ : dans le domaine de captures résonantes de ^{238}U, le coefficient de sensibilité atteint 0.5 pcm/°C pour une modification de 1 % de la section de diffusion de l'eau. Une modification de - 2 % de la section de diffusion de l'eau dans le domaine épithermique, ce qui est compatible avec les marges d'incertitude expérimentales, permet d'expliquer l'écart expérience-calcul sur les effets de densité d'eau mis en évidence par l'interprétation des expériences 'surgaines' dans CREOLE.

2.2. Comparaison des coefficients de température calculés à partir des données des bibliothèques UKAEA et ENDF-B pour l'Uranium

Rappelons que nous avons utilisé dans l'interprétation des différentes données expérimentales, les sections efficaces issues de la bande anglaise UKAEA pour les deux isotopes de l'Uranium avec les ajustements mentionnés auparavant. D'autres données plus récentes issues de la bande américaine ENDF/B sont actuellement disponibles dans APOLLO pour ^{238}U et ^{235}U ; c'est le cas des isotopes 100238 (actuellement recommandé pour ^{238}U) et 300235. En ce qui concerne les sections effectives, on dispose de nouvelles tabulations : 2235 (issue de ENDF/BV pour ^{235}U) et 2238 (évaluation SERMA actuellement recommandée pour ^{238}U).

Nous présentons dans le tableau ci-dessous les écarts sur le coefficient de température moyen entre 20°C et 290°C entre le calcul de référence (bande UKAEA) et les calculs fondés sur les données plus récentes. Par ailleurs, les formes des sections efficaces thermiques d'absorption et de fission de ^{235}U et de capture de ^{238}U issues de ces deux bibliothèques sont comparées sur les figures 1, 2 et 3.

Isotope	Type de modification	$\Delta k_{eff}/k_{eff}$ (20°C) pcm	$\Delta k_\infty/k_\infty$ (20°C) pcm	$\Delta(\frac{1}{k_\infty}\cdot\frac{dk_\infty}{dT})$ pcm/°C	$\Delta(\frac{-B^2}{1+B^2M^2}\cdot\frac{dM^2}{dT})$ pcm/°C	$\Delta(\frac{1}{k_{eff}}\cdot\frac{dk_{eff}}{dT})$ pcm/°C
^{235}U	Intégrale effective σ_{eff} : 1235 → 2235	+ 153	+ 148	+ 0.15	+ 0.03	+ 0.18
	Toutes les sections multigroupes 235 → 300235 (ENDF/B5)	+ 41	+ 314	+ 0.43	- 0.24	+ 0.19
^{238}U	Intégrale effective σ_{eff} : 1328 → 2238	+ 55	+ 78	- 0.26	- 0.04	- 0.30
	Toutes les sections multigroupes 238 → 100238 (ENDF/B3)	- 29	- 210	- 0.10	- 0.50	- 0.60

La comparaison des formes des sections efficaces thermiques issues des bibliothèques UKAEA et ENDF/B montre qu'il n'y a pas de désaccord important entre ces deux bibliothèques dans le domaine thermique. En ce qui concerne le domaine épithermique, nous synthétisons les résultats par le tableau comparatif des intégrales effectives à froid présenté ci-dessous.

Isotope et type de réaction	^{235}U				^{238}U	
	Absorption		Production		Capture	
Isotope autoprotégé (Bibliothèque)	1235 (UKAEA)	2235 (ENDF/BV)	1235 (UKAEA)	2235 (ENDF/BV)	1238 (UKAEA + ajustement REUSS)	2238 (SERMA-CEA)
Intégrale effective (barns)	284.21	284.30	418.02	427.62	.20.51	20.33

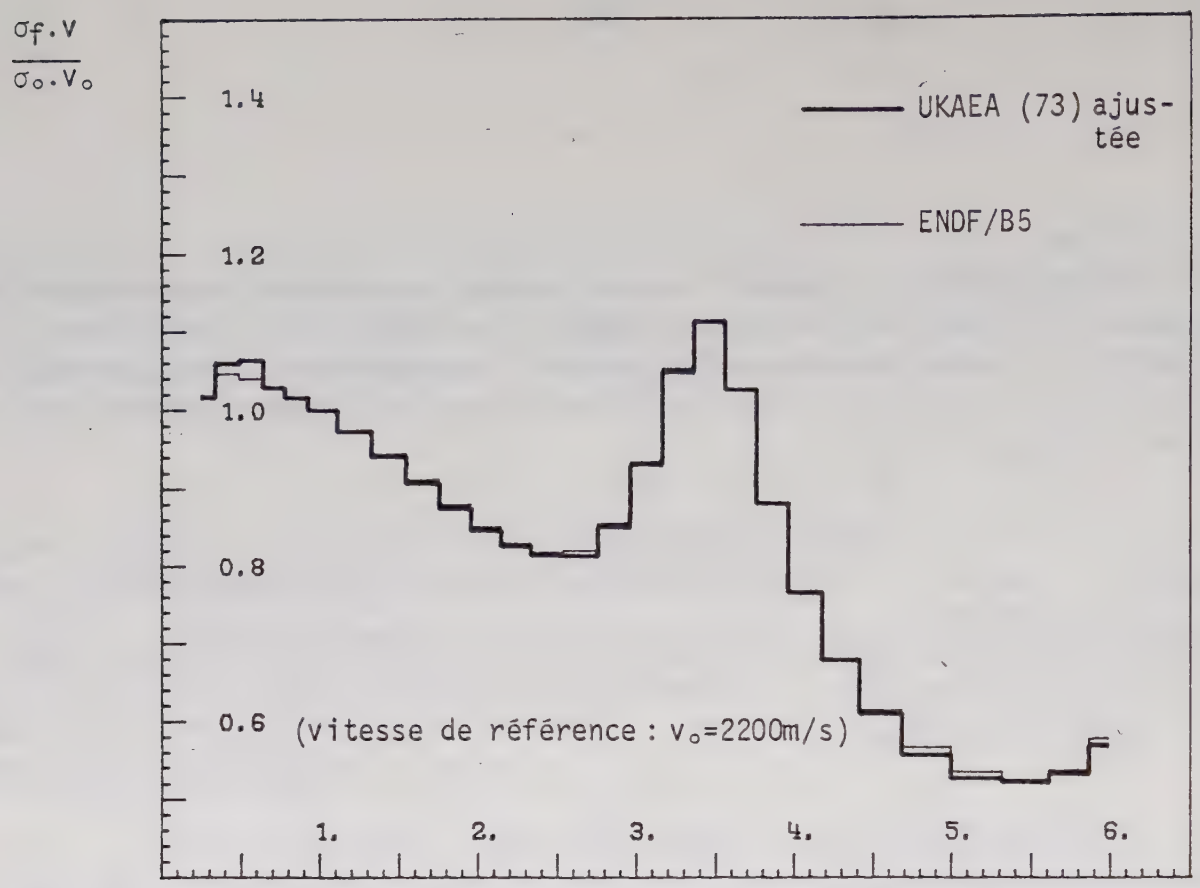


Figure VIII.1 - Comparaison des sections de fission thermiques de ^{235}U, issues des bibliothèques : ENDF/B5 et UKAEA (73).

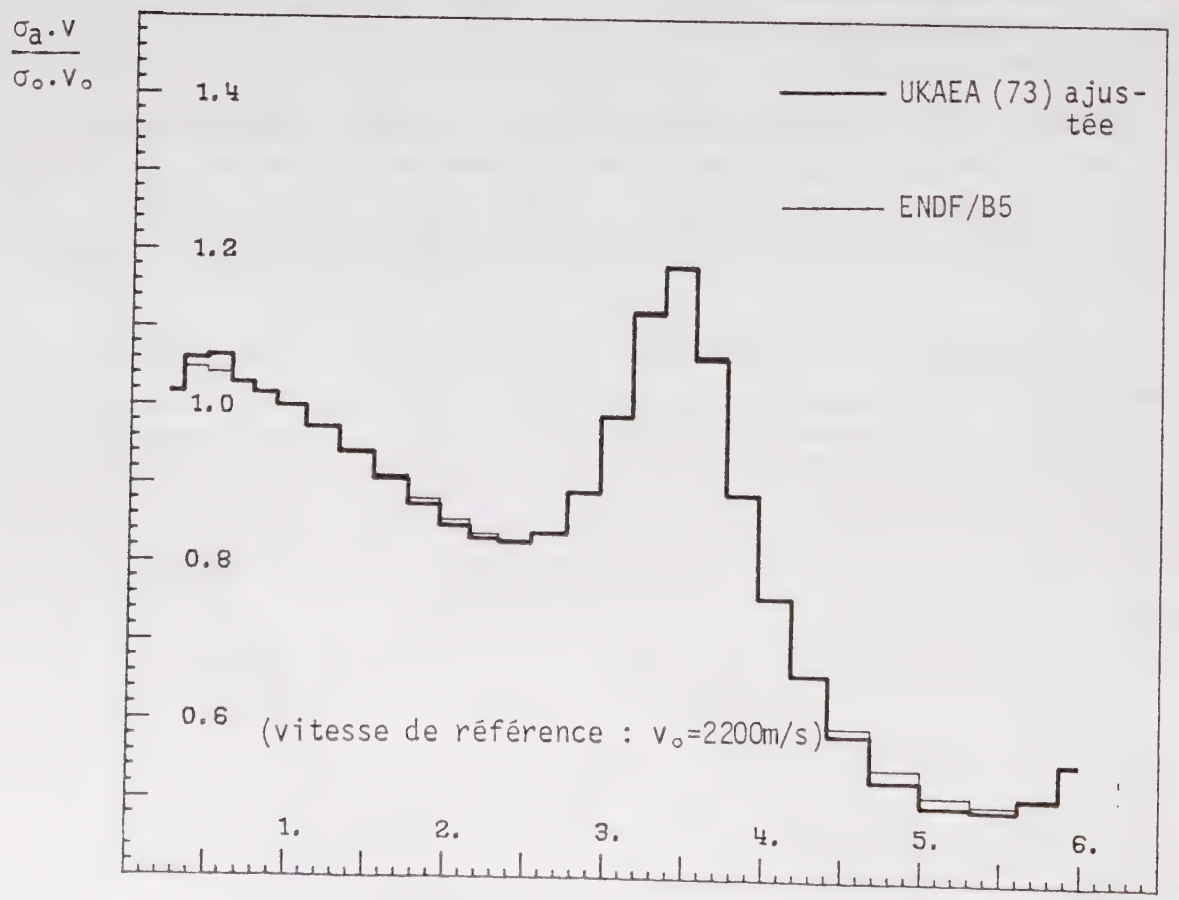


Figure VIII.2 - Comparaison des sections d'absorption thermiques de ^{235}U, issues des bibliothèques : ENDF/B5 et UKAEA (73).

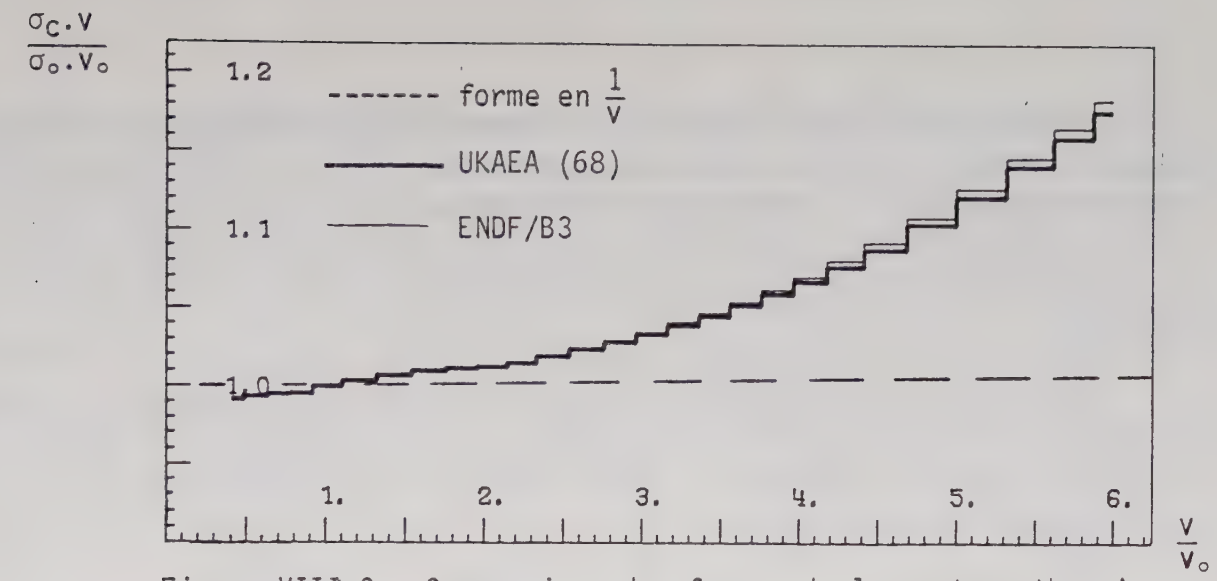


Figure VIII.3 - Comparaison des formes de la capture thermique de ^{238}U, issues des bibliothèques : ENDF/B3 et UKAEA.

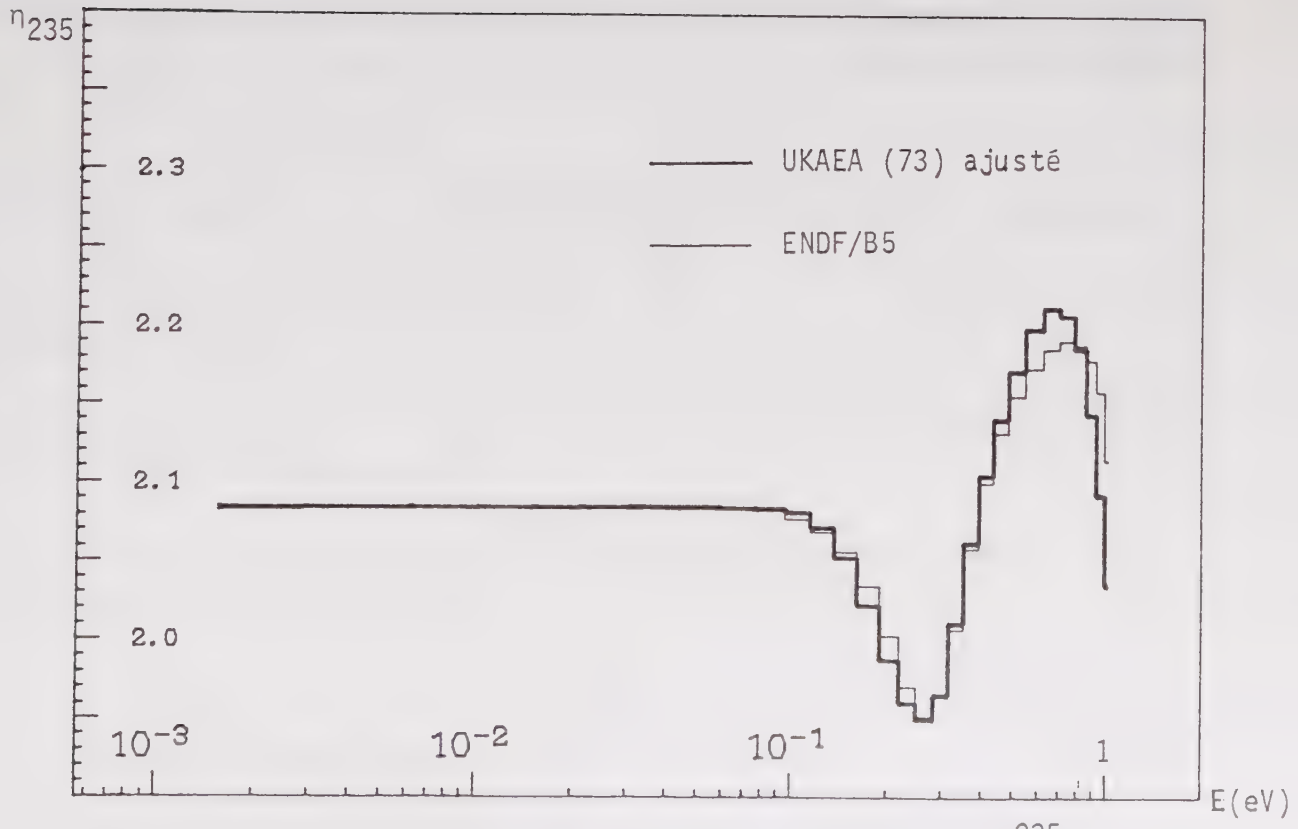


Figure VIII.4 - Comparaison des formes de η thermique de ^{235}U issues des bibliothèques : ENDF/B5 et UKAEA (73).

L'influence du choix de l'une ou l'autre de ces deux bibliothèques sur le calcul du coefficient de température est assez faible pour ce qui concerne ^{235}U : la différence des intégrales effectives de production qui engendre un accroissement de + 2 % de η épithermique, explique la gain de 0.15 pcm/°C ; la légère différence de la forme de η_{235} thermique (voir Fig. 4) est vraisemblablement à l'origine de l'écart supplémentaire de 0.28 pcm/°C entre les deux bibliothèques.

Pour ^{238}U, la bibliothèque ENDF/B3 conduit à un coefficient de température plus négatif de 0.6 pcm/°C, du fait d'une plus forte contribution des effets de fuites ; il faut noter que cet effet est spécifique à CREOLE ($B^2 \simeq 9.10^{-3}$ cm^{-2}) et qu'il serait négligeable dans le cas d'un réacteur PWR de grande taille.

3. INFLUENCE DES EFFETS DE DILATATION THERMIQUE SUR LE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

Rappelons que les effets liés à la dilatation thermique des différents milieux de la cellule (crayons combustibles, gaine et pas du réseau) n'ont pas été pris en compte dans l'interprétation des expériences CREOLE. Il est donc nécessaire d'évaluer l'importance de la prise en compte de ces effets sur le calcul du coefficient de température.

Nous présentons dans le tableau ci-dessous les expressions du coefficient de dilatation linéaire et de l'allongement relatif que nous avons utilisé pour les différents matériaux concernés par la dilatation thermique.

Matériau	Coefficient de dilatation linéaire T en °C	Allongement relatif T en °C
Combustible : UO_2	$\alpha_T = \frac{d\lambda}{dT} = 6{,}797.10^{-6} + 5{,}792.10^{-9}.T$ [59]	$\lambda = \frac{\Delta L}{L} = \alpha.T - 1{,}723.10^{-4}$
Gaine : Zircaloy 4	$\alpha_T = 5{,}77.10^{-6} + 6{,}154.10^{-9}.T$ [60]	$\lambda = \alpha T - 3{,}923.10^{-4}$
Grilles : Inconel	$\alpha_T \simeq 1{,}1339.10^{-5} + 1{,}2877.10^{-8}.T$ [41]	$\lambda = \alpha T - 4{,}876.10^{-4}$

Afin de bien analyser l'influence de la dilatation thermique des différents milieux de la cellule sur le coefficient de température, nous avons découplé les effets liés aux variations du rayon, des effets de variation de densité, pour chaque milieu physique. Ceci permet de se rendre compte de l'importance de chaque effet et des compensations qui peuvent exister entre les différents effets.

Les résultats de cette décomposition sont présentés sur le tableau ci-dessous où l'influence de chaque effet étudié sur le coefficient de température moyen entre 20°C et 290°C est décomposée en deux parties : l'une sur la contribution des fuites et l'autre sur la contribution de k_∞.

Effet étudié	Milieu concerné	$\Delta(\frac{1}{k_\infty}.\frac{dk_\infty}{dT})$ pcm/°C	$\Delta(\frac{-B^2}{1+B^2M^2}.\frac{dM^2}{dT})$ pcm/°C	$\Delta(\frac{1}{k_{eff}}.\frac{dk_{eff}}{dT})$ pcm/°C
Variation du rayon (Δr en cm)	Combustible + 0.00087	- 0.08	+ 0.18	+ 0.1
	Gaine + 0.0008	- 0.18	- 0.21	- 0.39
	Modérateur + 0.00269	+ 0.64	+ 0.1	+ 0.74
Variation de densité	Combustible	+ 0.15	- 0.56	- 0.41
	Gaine	+ 0.02	- 0.06	- 0.04
Effet global		+ 0.54	- 0.54	0.0

Ces résultats montrent que les phénomènes de dilatation affectent le coefficient de température essentiellement par l'intermédiaire de trois effets : variation de la densité du combustible, du rayon de la gaine et du rayon de la cellule (pas du réseau).

Ainsi, la diminution de la densité du combustible engendre un effet négatif sur le coefficient de température dû à la variation de M^2, qui l'emporte sur l'effet positif mais beaucoup plus faible sur la contribution des effets de k_∞. L'augmentation du rayon extérieur de la gaine entraine des effets négatifs sur les deux composantes du coefficient de température : d'une part sur la contribution des effets de fuites du fait de la diminution de M^2 et d'autre part sur l'effet de k_∞ en raison de la diminution du rapport de modération. Enfin, l'effet le plus important est celui lié à l'augmentation du pas du réseau (dilatation des grilles de maintien en Inconel) qui entraine une sensible augmentation du rapport de modération.

On constate cependant que l'effet global de la dilatation thermique sur le coefficient de température est négligeable dans l'expérience CREOLE pour les raisons suivantes :

- Pour un matériau donné, les effets des variations volumiques et de variations de concentrations associées tendent généralement à se compenser du fait de la conservation du bilan matière (cas de la dilatation des crayons combustibles).

- Dans le cas spécifique de CREOLE (niveau de fuites important), les effets associés aux fuites tendent à compenser les effets de k_∞ ; pour un réacteur PWR seuls les effets de k_∞ (essentiellement liés à la variation du pas) subsisteraient, et les effets de dilatation doivent être pris en compte dans les calculs, car ils représentent environ : 0.5 pcm/°C.

4. SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AU CHOIX DE MODELE DE THERMALISATION

Rappellons que le calcul des matrices de thermalisation, dans le code APOLLO que nous avons utilisé pour l'interprétation des différentes expériences, se fait à partir des fonctions S (α,β) tabulées à diverses températures, et du spectre de fréquences obtenu par le modèle de Haywood [4]. Etant donné l'importance d'une bonne connaissance du spectre thermique pour calculer correctement le coefficient de température, il est donc nécessaire d'étudier l'influence du choix du modèle de calcul des matrices de thermalisation sur le calcul du coefficient de température.

Une telle étude comparative a déjà été effectuée par Edenius [61]. Nous allons nous contenter de rappeler les conclusions obtenues : Edenius a comparé les contributions de la variation de la température du thermaliseur au coefficient de température, calculées pour des cellules UO_2 enrichies à 1.35 % et à 1.9 %, en utulisant les trois modèles suivants : modèle de Nelkin, modèle de la largeur effective et modèle de Haywood. Cette comparaison a montré que les trois modèles conduisent à des résultats très voisins. Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus dans le cas d'une cellule UO_2 enrichi à 1.9 %.

Caractéristiques du réseau	Modèle utilisé	$\frac{dk_\infty}{dTm}$ (pcm/°C)		$\frac{d\rho}{dTm}$ (pcm/°C)	
		20°C-90°C	90°C-160°C	20°C-90°C	90°C-160°C
UO_2 : 1,9 %	NELKIN	- 2.6	- 2.9	- 4.0	- 3.9
$\frac{Vm}{Vu}$ = 1.7	Largeur effective.	- 2.6	- 2.8	- 4.6	- 4.3
200 ppm Bore	HAYWOOD	- 2.5	- 2.8	- 3.9	- 3.9

On constate que les effets de k_∞ sont pratiquement les mêmes quel que soit le modèle utilisé, par contre les effets de fuites thermiques dépendent sensiblement du modèle utilisé. D'autre part, on constate que les modèles de Nelkin et de Haywood conduisent pratiquement aux mêmes résultats, alors que le modèle de la largeur effective semble conduire à une valeur du coefficient de température plus négative.

Pour évaluer l'effet maximum lié au choix du modèle de calcul des sections de transfert thermiques sur le coefficient de température, nous avons comparé les résultats obtenus par APOLLO avec le modèle de Haywood et le modèle du gaz libre ; l'écart sur le coefficient de température entre les deux modèles est de 1.5 pcm/°C (le modèle du gaz libre donnant un coefficient de température trop négatif). On voit donc que même dans le cas du modèle le plus simple, l'erreur introduite n'est pas très grande. Le choix du modèle de thermalisation ne peut donc être à l'origine de l'important écart expérience-calcul sur le coefficient de température, mis en évidence dans le domaine des températures ambiantes.

5. SENSIBILITE DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE AUX APPROXIMATIONS EFFECTUEES DANS LE CALCUL DE L'EFFET DOPPLER

La contribution de l'effet Doppler au coefficient de température est faible dans la plupart des expériences que nous avons analysées ; cette contribution est relativement constante et décroît de 3 à 2 pcm/°C environ entre 20°C et 300°C dans les réseaux à eau ordianire. L'erreur introduite par le calcul de la variation de l'intégrale effective de ^{238}U avec la température est vraisemblablement inférieure à 10 %, comme l'a montré l'interprétation des expériences sur l'effet Doppler réalisées dans le réacteur expérimental MINERVE [62]. En conséquence, l'incertitude sur le coefficient de température liée au calcul de l'effet Doppler est faible : de l'ordre de 0.2 pcm/°C.

Cependant, l'influence de certaines approximations utilisées dans le calcul de cet effet mérite d'être analysée, de façon à chiffrer leurs contributions à l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température. Ces approximations concernent essentiellement l'effet des liaisons cristallines de l'UO_2 et la variation du facteur de Bell avec la température.

5.1. Influence des effets des liaisons cristallines de l'UO_2

La prise en compte des effets des liaisons cristallines de l'UO_2 (§ 1.2) dans le calcul de l'effet Doppler est particulièrement importante dans la gamme des températures explorée dans l'expérience CREOLE. Le tableau ci-dessous montre l'influence de ces effets sur le calcul de l'effet Doppler dans le réseau UO_2 sans bore étudié dans CREOLE ; la température effective a été calculée par la formule suivante (§ 1.2.2.2.) :

$$T_{eff} = 24.T \left[\frac{T}{\theta_D}\right]^3 .. \int_0^{\theta_D/2T} x^3.\coth(x).dx$$

avec une température de Debye θ_D = 620°K [63] ; la courbe de Teff en fonction de T, obtenue est présentée sur la figure 5.

Domaine de température	Doppler non corrigé $T = T_{milieu}$, (pcm/°C)	Doppler corrigé $T=T_{eff}$, (pcm/°C)	correction $\Delta\alpha$ (pcm/°C)
20°C - 90°C	- 3.30	- 2.60	+ 0.70
90°C - 190°C	- 2.94	- 2.46	+ 0.48
190°C - 245°C	- 2.65	- 2.38	+ 0.27
245°C - 290°C	- 2.53	- 2.28	+ 0.25

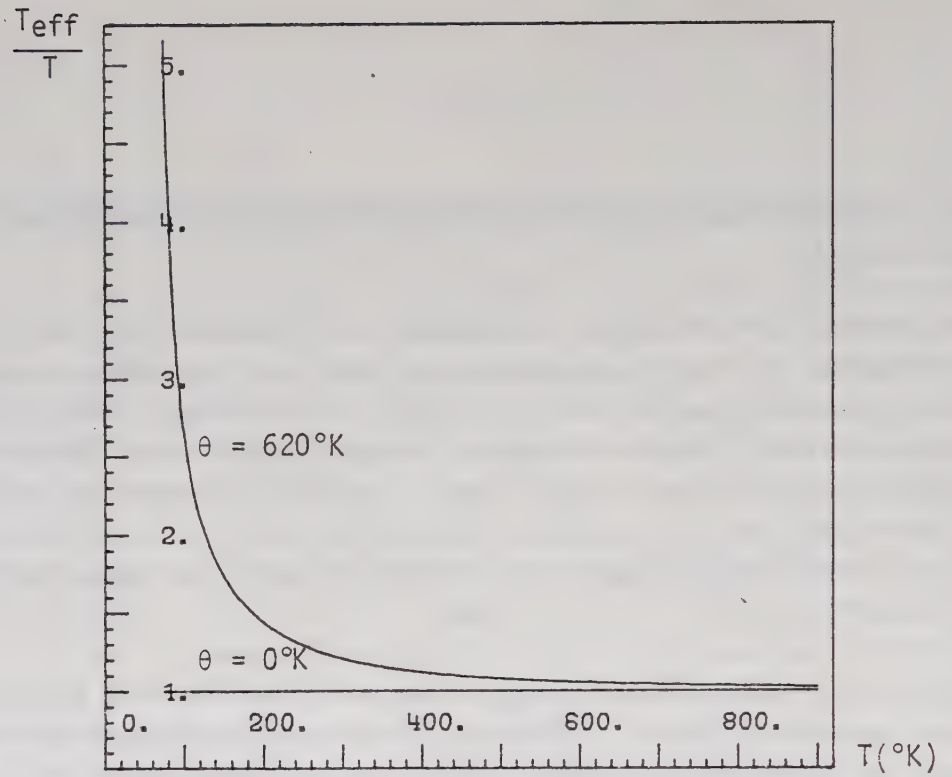


Figure VIII.5 - Température effective de l'UO_2 en fonction de la température réelle.

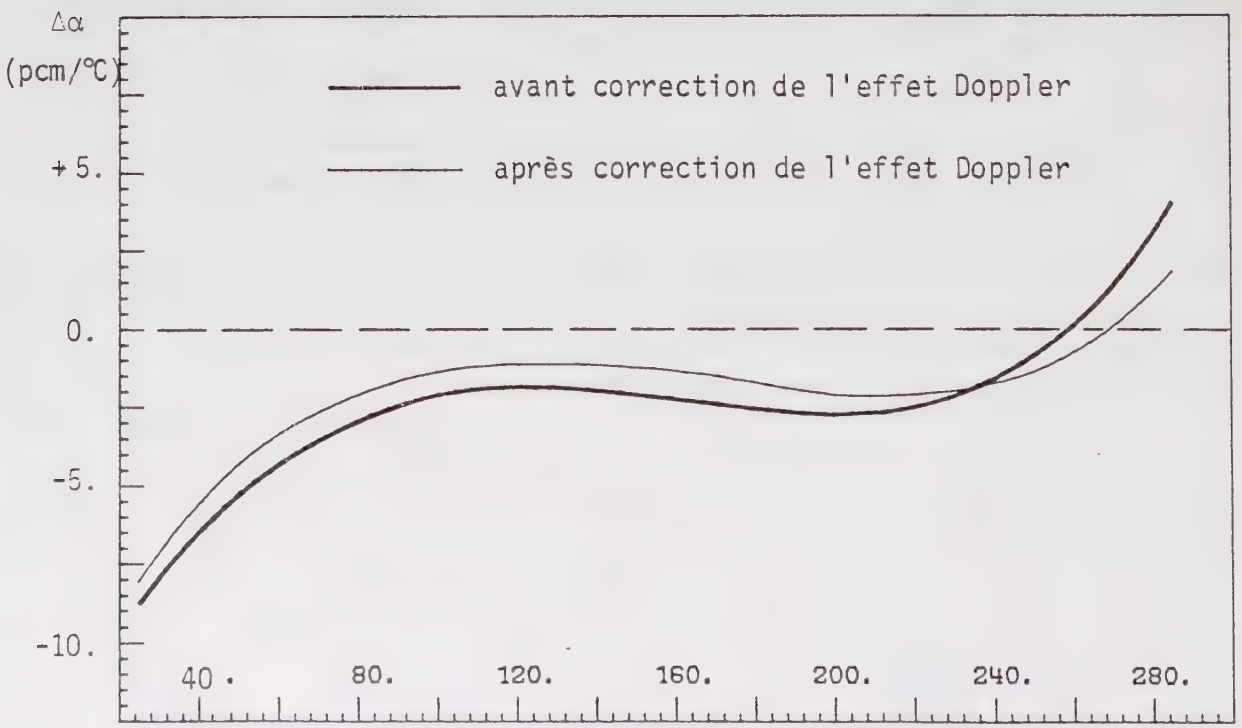


Figure VIII.6 - Ecart expérience-calcul sur le coefficient de température de la cellule en milieu infini (configuration UO_2 sans bore étudiée dans CREOLE).

Ce tableau montre bien que l'influence des liaisons cristallines de l'UO_2 sur l'effet Doppler est très importante pour les basses températures, et qu'au fur et à mesure que la température augmente, cette influence diminue et devient très faible pour les températures qui règnent dans les réacteurs de puissance. D'autre part, la correction ainsi obtenue sur le coefficient de température va dans le sens d'expliquer une partie de l'écart expérience-calcul.

5.2. Variation du facteur de Bell avec la température

La non prise en compte de la variation du facteur de Bell avec la température du combustible peut entraîner une erreur non négligeable sur le coefficient de température par l'intermédiaire de l'effet Doppler. En effet, Askew [64] avait montré que l'erreur ainsi introduite sur le calcul de l'effet Doppler représente environ 5 % à 20 % de l'effet calculé, suivant le domaine de températures et de sections équivalentes considérés.

Cette variation du facteur de Bell avec la température n'est prise en compte dans le code APOLLO que d'une manière approximative. En effet, le facteur de Bell est calculé par le sous programme JEZABEL uniquement pour les températures suivantes : 20°C, 500°C et 1000°C et "l'interpolation" pour les températures intermédiaires se fait de la manière suivante :

La valeur calculée à 20°C est utilisée pour le domaine de températures entre 20°C et 260°C ; pour les températures comprises entre 260°C et 750°C, la valeur calculée à 500°C est utilisée et enfin la valeur calculée à 1000°C est adoptée pour toutes les températures supérieures à 750°C.

Cette manière de procéder conduit à des discontinuités importantes sur la variation de l'effet Doppler avec la température.

Notons que la variation du facteur de Bell dans APOLLO entre 20°C et 500°C est d'environ 1 %. Le tableau ci-dessous donne la comparaison des valeurs de l'effet Doppler calculées avec la procédure utilisée dans APOLLO et celles obtenues en adoptant une variation continue du facteur de Bell, en interpolant linéairement entre les valeurs calculées par APOLLO entre 20°C et 500°C.

Domaine de température	Doppler non corrigé pcm/°C	Doppler corrigé pcm/°C	Correction $\Delta\alpha$: pcm/°C
20°C - 90°C	- 3.45	- 3.30	+ 0.15
90°C - 190°C	- 3.07	- 2.94	+ 0.13
190°C - 245°C	- 2.82	- 2.65	+ 0.17
245°C - 290°C	- 1.13	- 2.53	- 1.40

Ces résultats montrent que la mauvaise prise en compte dans APOLLO de la variation du facteur de Bell avec la température, conduit à des erreurs importantes sur le calcul de l'effet Doppler, en particulier entre 245°C et 290°C, du fait de la discontinuité qui intervient dans ce palier.

Etant donné l'importance des corrections dues aux effets de température effective et de variation du facteur de Bell avec la température sur le calcul de l'effet Doppler, la courbe de l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température du réseau UO_2 sans bore étudié dans CREOLE a été corrigée de façon à prendre en compte ces effets.Cette courbe comparée à celle d'origine, est présentée sur la Fig. 6. On constate sur cette figure que la prise en compte des effets de liaisons cristallines de l'UO_2 entraine une réduction de l'écart expérience-calcul notamment pour les faibles températures ; en revanche, la correction liée à la mauvaise prise en compte de la variation du facteur de Bell avec la température ne devient importante que pour les températures supérieures à 250°C, domaine où elle permet de réduire l'écart expérience-calcul.

Bien que ces corrections ne soient pas négligeables, elles ne remettent pas en cause les tendances obtenues, notamment aux températures ambiantes ; elles permettent cependant de mieux les préciser.

6. CONCLUSION

L'étude que nous avons effectuée sur la sensibilité du coefficient de température aux différents paramètres de la cellule, permet de sélectionner ceux dont la modification (à l'intérieur des marges d'incertitude expérimentales) est susceptible de réduire l'écart expérience-calcul sur le coefficient de température d'une manière significative. D'autre part, l'influence de certaines hypothèses et approximations utilisées dans les calculs (thermalisation, dilatation thermique, liaisons cristallines de l'UO_2 et variation du facteur de Bell avec la température) a été analysée et les corrections nécessaires sont apportées à l'écart expérience-calcul.

L'analyse des résultats d'interprétation des expériences CREOLE avait permis de mettre en évidence le fait que l'erreur sur le coefficient de température est essentiellement liée aux effets de spectre et vraisemblablement aux sections thermiques de ^{235}U et ^{238}U.

Les résultats de l'étude de sensibilités confirment cette analyse :

- Pour ^{235}U et ^{238}U les modifications de niveau des sections thermiques dans la limite des marges d'incertitude sur les valeurs à 2200 m/s, n'entrainent que de faibles corrections sur le coefficient de température. Il est donc clair que seules des modifications sur les lois de variations avec l'énergie de ces sections dans le domaine thermique peuvent conduire à des corrections suffisamment importantes ;

- Pour la section de diffusion de l'eau, on montre que le fait de modifier cette section dans le domaine rapide, d'une manière compatible avec les marges d'incertitude expérimentales, peut entrainer des corrections non négligeables sur le coefficient de température (de l'ordre de 1 pcm/°C).

- Tous les autres paramètres intervenant dans la valeur du coefficient de température ne peuvent entrainer que des corrections négligeables de l'ordre de quelques dixièmes de pcm/°C.

En conclusion, du fait de l'importance de l'écart expérience-calcul, seuls trois paramètres ont un poids suffisant pour pouvoir être réellement à l'origine de l'erreur mise en évidence sur le coefficient de température : les formes des sections efficaces thermiques de ^{235}U et de ^{238}U et le niveau de la section de diffusion rapide de l'eau.

CHAPITRE IX

RECHERCHE DE MODIFICATIONS PHYSIQUES SUR LES SECTIONS EFFICACES

1. CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES PARAMETRES SELECTIONNES

Rappelons que les résultats des études de sensibilité que nous avons menées ont permis de sélectionner pour l'étude de recherche de modifications physiques, les paramètres suivants : les formes des sections efficaces de capture et de fission de ^{235}U dans le domaine thermique, la forme de la section de capture thermique de ^{238}U et le niveau de la section de diffusion rapide de l'eau. Toutefois, la faible erreur liée aux effets de densité d'eau mise en évidence dans CREOLE et l'importance des marges d'incertitude associées ne justifient pas la recherche de modifications sur les paramètres conditionnant les effets de densité ; en conséquence nous ne retiendrons pas la section de diffusion rapide de l'eau dans cette étude.

1.1. Point sur les études précédentes :

Les sections efficaces que nous avons retenues pour cette recherche de modifications, ont déjà fait l'objet de nombreuses études qui ont abouti à proposer différents ajustements sur ces sections dans le but de corriger l'erreur sur le coefficient de température.

Ainsi, pour la capture thermique de ^{238}U, Edenius [61] a proposé une modification fondée sur l'hypothèse de l'existence d'une résonance négative près de l'origine, de façon à obtenir une forme dans le domaine thermique qui décroît plus vite que la loi en $\frac{1}{v}$ (forme actuellement adoptée, mais non confirmée par l'expérience). Dans cette modification la valeur de la section à v = 2200 m/s a été conservée. Toutefois, l'amplitude de l'ajustement proposé par Edenius comme nous avons pu le vérifier est supérieure à la modification maximale que l'on peut expliquer par l'hypothèse d'une résonance négative près de l'origine.

Pour ce qui concerne les sections thermiques de ^{235}U, les marges d'incertitude sur les courbes mesurées sont relativement importantes (voir par exemple [66] et [67]). Ceci avait incité Askew [68] à suggérer qu'une partie de l'erreur sur le coefficient de température pourrait être attribuée aux imprécisions sur la forme de η de ^{235}U dans le domaine thermique. Depuis, plusieurs ajustements plus ou moins empiriques de la section de fission thermique de ^{235}U ont été proposés, notamment au CEA par M. Mikhail [69], E. Maarek [70] et B. Noel [71]. Cependant, bien que les ajustements proposés ne respectent pas toujours les marges d'incertitude expérimentales, les corrections obtenues sur le coefficient de température sont de plus insuffisantes, car elles ne réduisent que très partiellement les écarts expérience-calcul.

1.2. Rappels sur les données nucléaires de ^{235}U et de ^{238}U dans le domaine thermique

1.2.1. Capture thermique de ^{238}U

La loi de variation de la section de capture de ^{238}U avec l'énergie dans le domaine thermique, a une influence non négligeable sur le calcul du coefficient de température. La prédominance de la diffusion par rapport à la capture dans ce domaine d'énergie rend difficile la réalisation de mesures de la section de capture. La forme de cette section a donc été obtenue à partir de l'hypothèse d'un comportement en $\frac{1}{v}$ et de la valeur de la section mesurée à v = 2200 m/s.

On constate sur la Fig. VIII.3 donnant la variation de $(\sigma_c.v/\sigma_o.v_o)$ en fonction de $\frac{v}{v_o}$, que la forme de la capture thermique de ^{238}U s'écarte progressivement de la loi en $\frac{1}{v}$ avec les énergies croissantes, du fait de l'influence de la grande résonnance à 6.67 eV. On notera donc que la connaissance de la forme de la capture de ^{238}U dans ce domaine est entièrement fondée sur l'hypothèse d'un comportement en $\frac{1}{v}$ (pas de résonance négative près de l'origine), la seule information expérimentale disponible concernant la valeur de la section à v = 2200 m/s.

1.2.2. Sections de fission et de capture thermiques de ^{235}U

Les sections efficaces de capture et de fission de ^{235}U ont une structure assez complexe dans le domaine thermique, du fait du recouvrement important des résonances faiblement espacées dans ce cas. Plusieurs mesures des sections de fission et de capture ont eu lieu dans ce domaine d'énergie ; toutefois, les marges d'incertitude associées à ces mesures sont relativement importantes.

Les premières analyses théoriques effectuées sur ces sections thermiques, fondées sur les paramètres de résonance mesurés et le formalisme de Breit et Wigner a un niveau, ont mis en évidence un désaccord très important entre les résultats du calcul et les valeurs mesurées. Pour expliquer ce désaccord (les valeurs mesurées sont trop fortes), l'hypothèse de l'existence d'une grande résonance négative près de l'origine a été avancée, ce qui a permis de réduire considérablement l'écart entre l'expérience et le calcul. Cependant, cette hypothèse n'est pas suffisante pour reproduire correctement par le calcul les valeurs mesurées. Le désaccord qui subsiste entre le calcul et l'expérience s'explique par les raisons suivantes :

- Les études effectuées par Lynn [72] ont montré qu'une partie de cet écart pourrait s'expliquer par la non prise en compte dans le formalisme de Breit et Wigner à un niveau, des phénomènes d'interférence entre résonances. L'utilisation d'un formalisme multiniveau permet de remédier à ce problème.

- Des résonances masquées dans les résultats expérimentaux peuvent également contribuer à cet écart. Ainsi, il est vraisemblable que l'on manque environ 20 % des niveaux dans le cas de ^{235}U [73].

- L'insuffisance de la prise en compte d'une seule résonance négative : en effet, nous montrerons par la suite, qu'une reconstitution approximative des sections efficaces thermiques de ^{235}U peut être réalisée sans tenir compte des deux effets précédents, à condition de considérer un grand nombre de résonances négatives distribuées statistiquement.

1.3. Lois statistiques de distribution des paramètres de résonance

Nous rappelons dans ce paragraphe les lois de distribution statistiques qui régissent les fluctuations des paramètres de résonance. En effet, ces lois doivent être prises en compte dans toute modification à envisager sur ces paramètres qui constituent les données de base conditionnant les valeurs des sections efficaces.

a) Distributions des espacements

Les fluctuations des espacements des niveaux, pour un état de spin donné, suivent la loi de Wigner :

$$P(x) = \frac{\pi}{2} . x . e^{\frac{\pi}{4} . x^2}$$

avec : $x = \frac{D}{\langle D \rangle}$

La figure (1), donne la courbe de distribution des espacements obtenue avec cette loi.

b) Distributions des largeurs partielles

Les fluctuations des largeurs partielles sont décrites par la loi du χ^2 (ν), le nombre de degrés de liberté ν est égal au nombre final de voies de sortie pour le type de réactions i considéré.

$$P(x,\nu) = \frac{\nu/2}{\gamma(\nu/2)} \left[\frac{\nu x}{2}\right]^{\nu/2-1} . \exp \left[\frac{-\nu x}{2}\right]$$

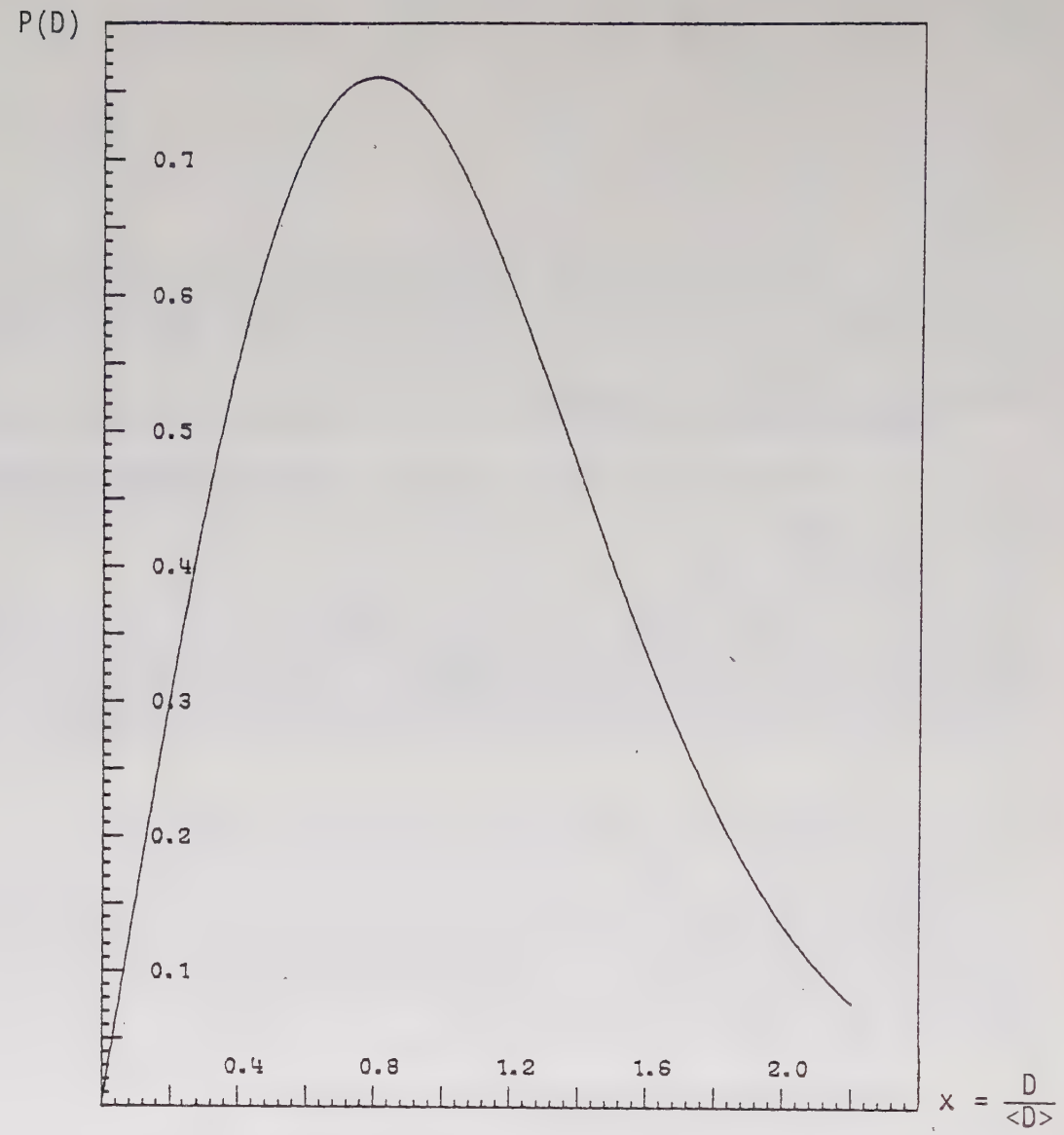


Figure IX.1 - Loi de distribution des espacements de résonances (loi de Wigner)

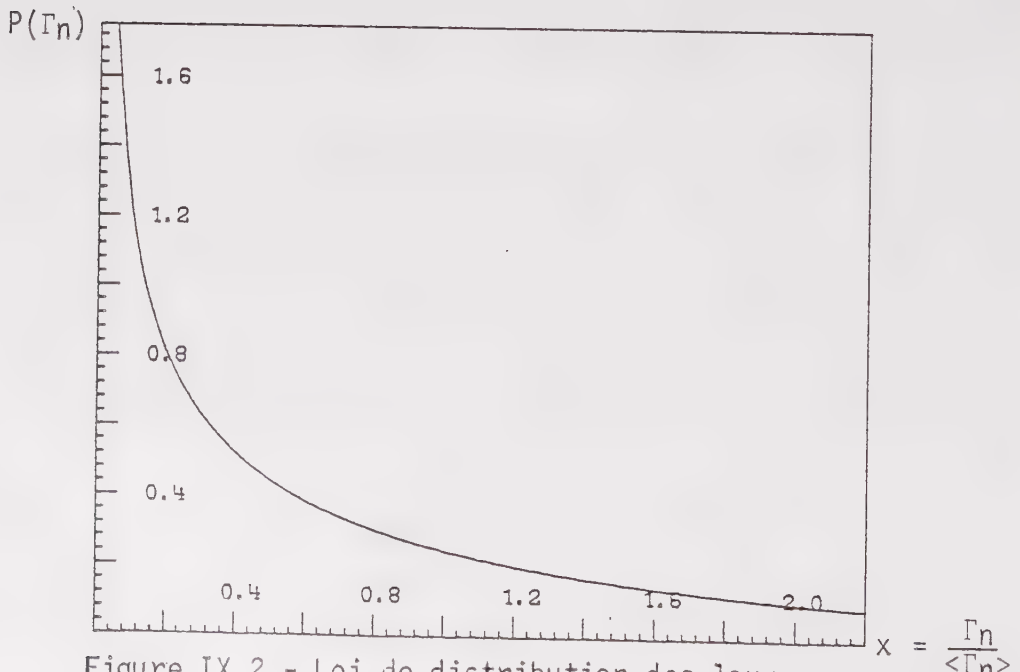


Figure IX.2 - Loi de distribution des largeurs neutroniques (loi de Porter et Thomas)

avec :

$$\gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} . t^{z-1} . dt$$

et : $x = \Gamma_i / < \Gamma_i >$

- Cas de la diffusion élastique ($\nu = 1$) :

Les largeurs neutroniques fluctuent beaucoup entre les résonances et on se ramène dans ce cas à une loi de Porter et Thomas :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} . \frac{1}{\sqrt{x}} . \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \qquad \text{avec :} \quad x = \frac{\Gamma n}{< \Gamma n >}$$

La figure (2) donne la courbe de distribution des largeurs neutroniques.

- Cas de la capture radiative :

Dans ce cas, il y a un grand nombre de voies de sortie : $\nu \gg 1$ et la loi du χ^2 tend vers une fonction delta. Les fluctuations des largeurs de capture radiative sont donc très faibles et on prendra dans ce cas : $\Gamma_\gamma = < \Gamma_\gamma >$.

- Cas de la fission :

Pour une voie de sortie i donnée, les largeurs partielles de fission Γ_{fi} suivent la loi de Porter et Thomas. Dans le cas de plusieurs voies de sortie ($\nu > 1$) deux cas se présentent :

i) toutes les largeurs partielles ont la même valeur moyenne ; dans ce cas, les largeurs totales Γ_f présentent alors des fluctuations qui suivent la loi de χ^2 (ν) avec ν degrés de liberté (ν varie de 1 à 4 pour les corps fissiles usuels).

ii) les largeurs partielles ont des valeurs moyennes différentes ; dans ce cas, il faut opérer directement le produit de convolution entre plusieurs lois de Porter et Thomas.

Pour ^{235}U, l'expérience montre que la distribution de toutes les largeurs de fission est compatible avec une loi de χ^2 (ν) avec ν= 4 degrés de liberté (Fig. 3).

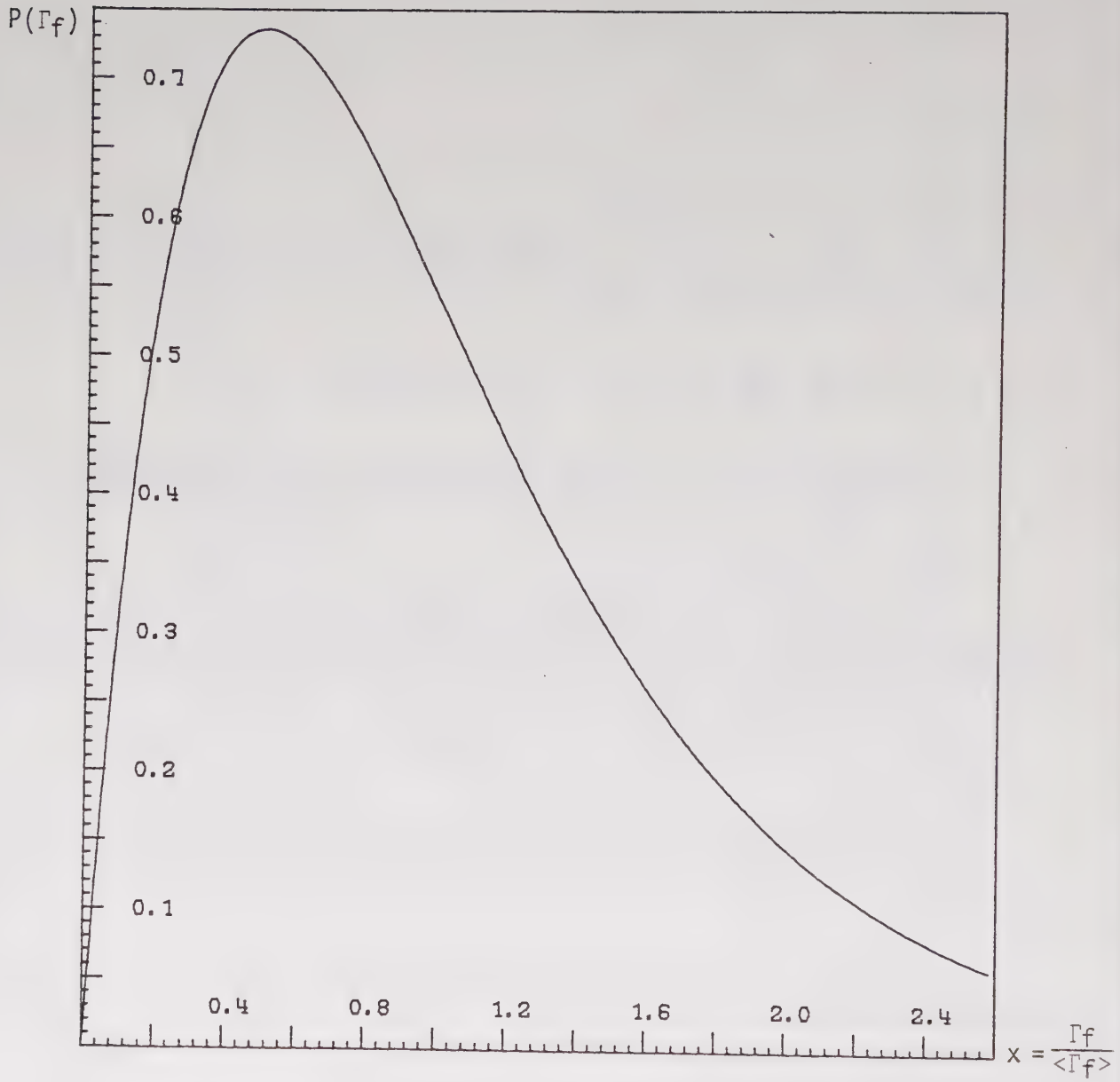


Figure IX.3 - Loi de distribution des largeurs de fission pour ^{235}U (loi de χ^2 avec $\nu = 4$)

2. MODIFICATION DES FORMES DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET ^{238}U

2.1. Méthode d'obtention des modifications physiques

Au lieu d'ajuster arbitrairement les sections efficaces incriminées de façon à corriger l'erreur sur le coefficient de température, nous avons défini une procédure de modification physique de ces sections, fondée sur la prise en compte des données nucléaires de base (paramètres de résonance) et des lois statistiques associées. Cette procédure s'enchaîne en trois principales étapes :

- Reconstitution des formes des sections efficaces thermiques concernées à partir des paramètres des résonances positives et négatives et du formalisme de Breit et Wigner à un niveau.

- Etude de sensibilité du coefficient de température aux paramètres des résonances négatives.

- Les résultats de cette étude de sensibilité permettent de définir les modifications appropriées sur les formes des sections effciaces considérées dans le domaine thermique, à partir de variations des paramètres des résonances négatives, cohérentes avec les lois statistiques associées à ces paramètres.

Enfin, les modifications obtenues sur les sections efficaces, doivent être compatibles avec les marges d'incertitude expérimentales.

2.2. Cas de la capture thermique de ^{238}U

a) Reconstitution de la forme de la section de référence

Cette reconstitution s'effectue de la manière suivante :

- On calcule d'abord la contribution de l'ensemble des résonances positives de ^{238}U à la section de capture dans le domaine thermique, en utilisant le formalisme de Breit et Wigner à un niveau avec élargissement Doppler et les paramètres de résonance issus de la référence [74]. Cette contribution est pratiquement en $\frac{1}{v}$ pour les énergies inférieures à 0.1 eV ; au-dessus de cette limite la déviation par rapport à la loi en $\frac{1}{v}$ due à la première grande résonance située 6.67 eV devient importante. Le tableau ci-après donne les contributions des premières grandes résonances positives de ^{238}U et la contribution totale des résonances 's' et 'p' à la valeur de la section à v = 2200 m/s.

Résonances	Contributions à σ_{2200} (barns)
1ère résonance E_o=6.67eV	1.439
2 " " E_o=20.9eV	0.453
3 " " E_o=36.8eV	0.405
Toutes les autres résonances 'S'	0.212
Toutes les résonances 'p'	$\sim 4.10^{-6}$
Total	2.509

Nous rappelons que la valeur de la section mesurée à v = 2200 m/s, est σ_o = (2.73 ± 0.02) barns.

- La différence entre cette valeur et la contribution totale des résonances positives est attribuée à une résonance négative placée à environ - 11 eV de façon à respecter l'espacement moyen des résonnances ($< D >_{238} \simeq 17.7$ eV). Les autres paramètres de cette résonance sont choisis de la manière suivante :

. Du fait des faibles fluctuations des largeurs de capture, on pose $\Gamma_\gamma = < \Gamma_\gamma >$,

. On choisit une largeur neutronique qui permet d'avoir une contribution de 0.21 barns à E_o = 0.025 eV, ce qui conduit à Γ_n^o = 0,24 meV (valeur statistiquement compatible avec la densité de probabilité de la distribution de Porter et Thomas associée à une valeur moyenne $< \Gamma_n^o >$ = 19.5 meV).

Etant donné son emplacement loin de l'origine, cette résonance donne une contribution pratiquement en $\frac{1}{v}$ dans le domaine thermique, elle n'affecte donc pas la forme de la section et ne fait qu'augmenter son niveau de façon à retrouver la valeur mesurée à E_o = 0.025 eV.

- La sommation des contributions des résonances positives et de la résonance négative pour un grand nombre de valeurs de l'énergie du domaine thermique, fournit la courbe calculée de la section de capture thermique de ^{238}U. Par ailleurs, nous avons vérifié que les valeurs ainsi calculées coincident avec l'ensemble des jeux de sections efficaces disponibles, notamment avec ceux utilisés dans la bibliothèque du code APOLLO.

b) Modification de la forme de la capture thermique de ^{238}U

Le coefficient de température calculé étant trop négatif, il faut donc rechercher une forme de la capture thermique de ^{238}U qui décroît plus vite que dans une loi en $\frac{1}{v}$. Ceci ne peut être obtenu qu'en faisant l'hypothèse de l'existence d'une résonance négative beaucoup plus près de l'origine ou éventuellement d'une résonance p dans le domaine thermique.

Les tests que nous avons effectués ont montré que l'effet d'une résonance p dans le domaine thermique sur le coefficient de température est négligeable ; ceci ne fait que confirmer les résultats d'une étude précédente effectuée par Reuss [75].

Pour ce qui concerne l'hypothèse d'une résonance négative près de l'origine, nous avons montré que cela n'a d'effet sur la forme de la section à modifier que lorsque la résonance est située entre 0 et - 0.01 eV. C'est ainsi qu'une correction suffisante sur le coefficient de température ne peut être obtenue qu'en plaçant cette résonance très près de l'origine : la valeur de E_r = - 0.005 eV a été adoptée après plusieurs tests, car elle maximise l'effet recherché. La largeur neutronqiue de cette résonance conserve évidemment la valeur de la section de capture à E_o = 0.025 eV. La correction ainsi obtenue sur le coefficient de température moyen d'un réseau UO_2 du type PWR entre 20°C et 290°C est de + 0.7 pcm/°C.

A la récente réunion d'un groupe de travail sur les paramètres de résonance de l'Uranium et du Plutonium, qui s'est tenue à Vienne en Octobre 1981, une mesure de la capture thermique de ^{238}U a été présentée [65]. Toutefois, l'importance de l'incertitude due au bruit de fond associée à cette mesure d'une part et l'absence de points de msures à gauche de l'énergie de référence E_o = 0.025 eV d'autre part, font qu'il n'est pas possible de conclure sur la loi de variation de la section de capture thermique de ^{238}U en particulier dans le domaine d'énergie : E < 0.025 EV.

Les résultats de cette mesure sont portés sur la figure (4) conjointement à la forme de référence et à la forme modifiée que nous proposons. On constate que les marges d'incertitude sont telles qu'on ne peut conclure avec certitude quant à la forme mesurée ; les valeurs expérimentales semblent même étayer la modification proposée dans cette étude.

c) Distribution de probabilité associée à l'emplacement de la résonance négative

On recherche dans ce paragraphe à déterminer la probabilité associée à l'hypothèse d'une résonance négative située très près de l'origine, conduisant à la modification que nous préconisons sur la capture thermique de ^{238}U. Rappelons que la prise en compte des informations expérimentales impose à cette résonance de satisfaire les conditions suivantes :

- Cette résonance doit avoir une contribution de 0.2 barns à E_o = 0.025 eV, d'où une corrélation entre sa position (E_r) et la largeur neutronique associée : $\Gamma_n = f(D)$.
- Cette résonance doit être située très près de l'origine ; en effet l'étude paramétrique que nous avons menée, a montré que la résonance négative n'a de poids sur le coefficient de température qu'en étant placée entre - 0.01 eV et l'origine. Par ailleurs, la correction obtenue sur le coefficient de température est quasiement uniforme pour tout emplacement de la résonance dans ce domaine d'énergie.

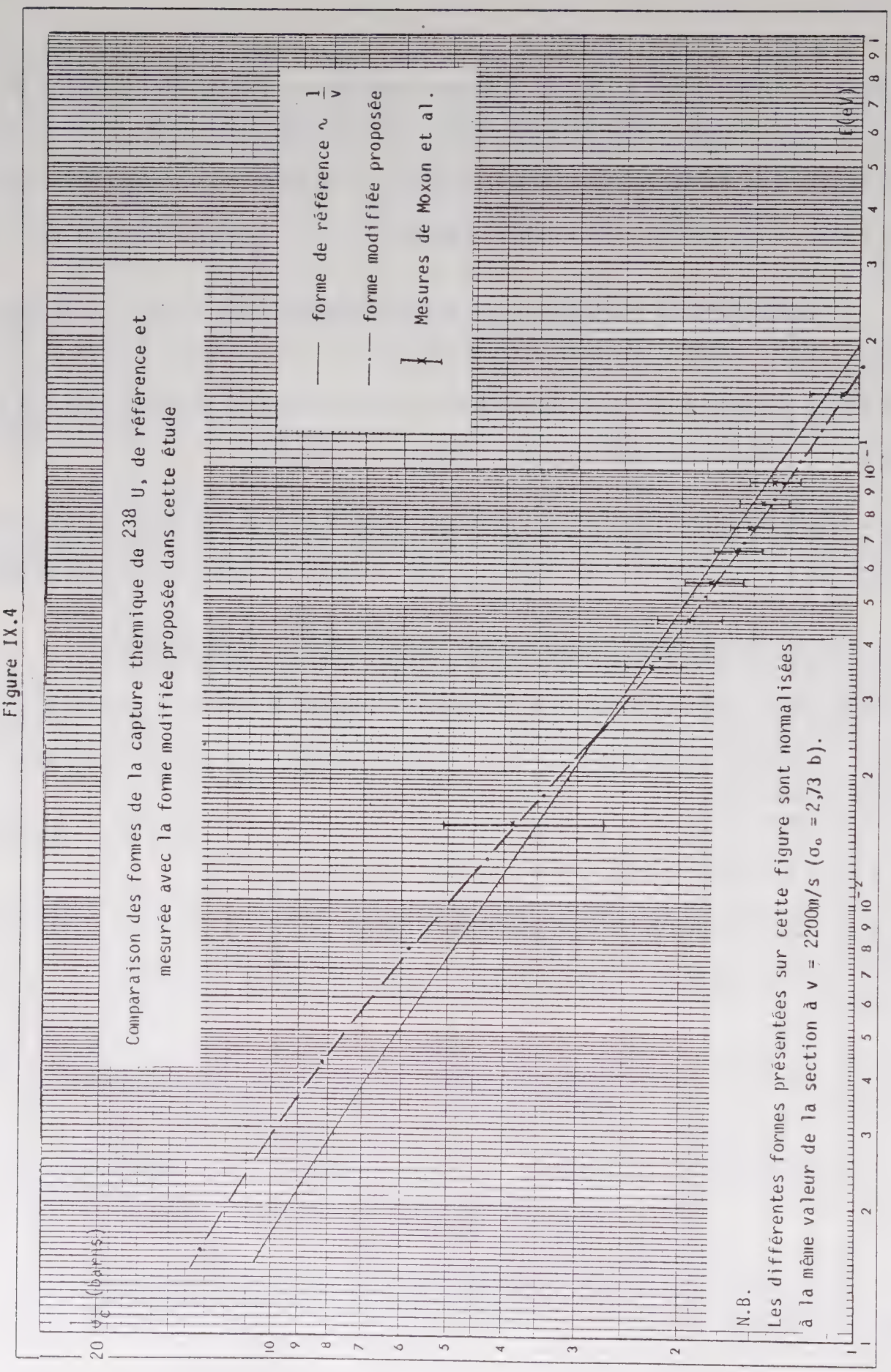
En conséquence, la probabilité non normalisée pour qu'une résonance négative soit à l'emplacement E_r, correspondant à un espacement D à dD près par rapport à la première résonance positive (E = 6.67 eV) et satisfasse l'information expérimentale à 2200 m/s est donnée par :

$$P'(D)\,dD = P_1(D).\,P_2(\Gamma_n(D)).dD$$

$P_1(D)$ étant la loi de distribution des espacements (loi de Wigner)

$P_2(\Gamma_n(D))$ représente la loi de Porter et Thomas régissant les fluctuations des largeurs neutroniques.

Figure IX.4


Comparaison des formes de la capture thermique de 238 U, de référence et mesurée avec la forme modifiée proposée dans cette étude
forme de référence ∿ 1/v
forme modifiée proposée
Mesures de Moxon et al.
σc (barns)
E(eV)
N.B.
Les différentes formes présentées sur cette figure sont normalisées à la même valeur de la section à v = 2200m/s (σo = 2,73 b).

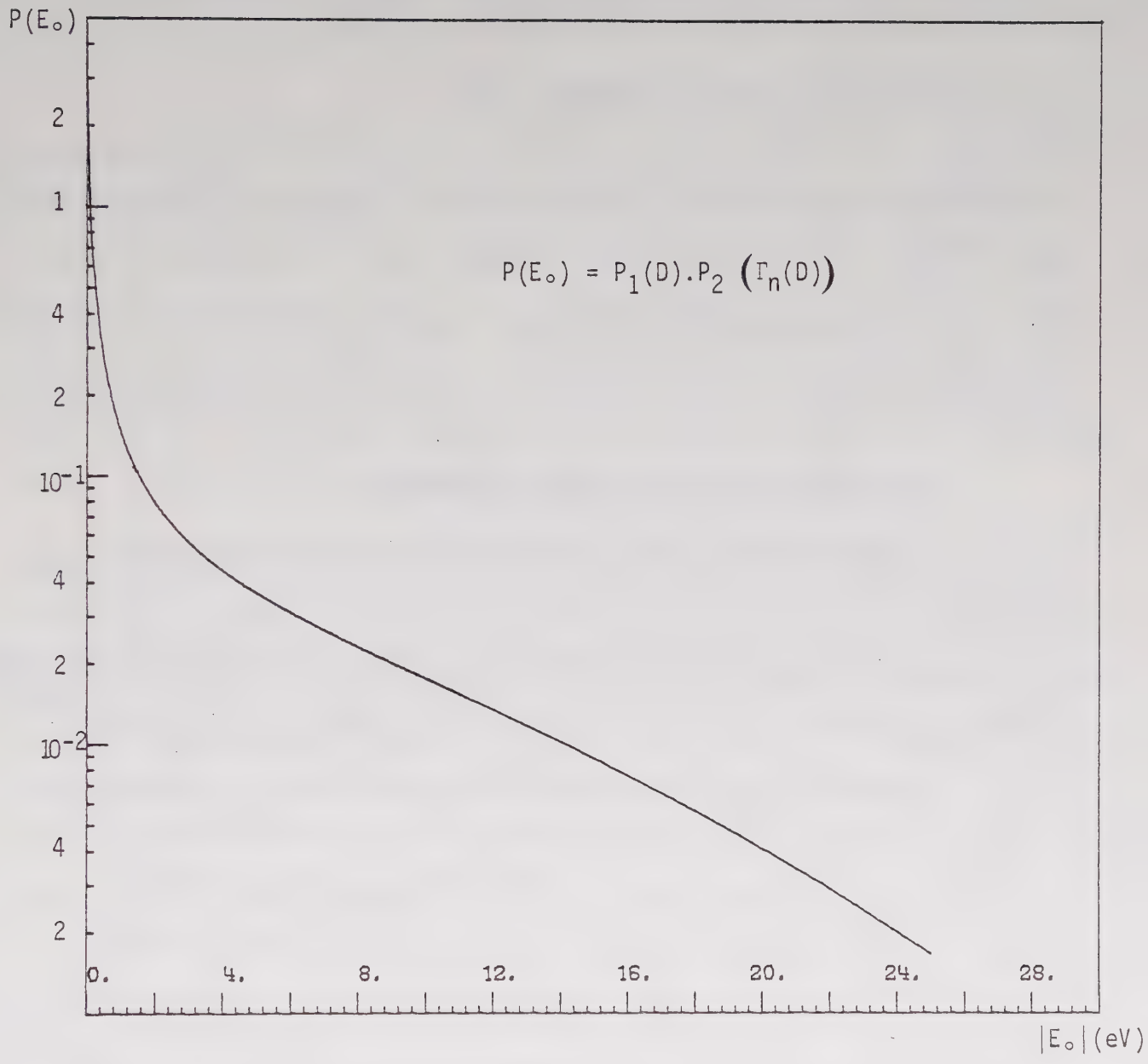


Figure IX.5 - Distribution de la densité de probabilité associée à l'emplacement de la première résonance négative de ^{238}U.

La distribution de la densité de probabilité normalisée associée : P(D) est présentée sur la Figure 5. On constate du fait de la loi de Porter et Thomas que les résonances situées très près de l'origine sont les plus probables ; ceci conduit à une probabilité non négligeable de 4 % pour la résonance que nous proposons ($0 < |E_r| < 0.01$ eV).

2.3. Cas des sections efficaces thermiques de ^{235}U

Dans le cas de ^{235}U, nous cherchons à réaliser des modifications sur les formes des sections de capture et de fission dans le domaine thermique, permettant de changer la forme de $\eta_{235} = \frac{(\nu\sigma f)^{235}}{\sigma_a{}^{235}}$. En effet, le coefficient de température est particulièrement sensible à la forme de ce paramètre dans le domaine thermique. Par ailleurs, les marges d'incertitude expérimentales associées à ce paramètre sont relativement importantes, en particulier dans le domaine des énergies inférieures à 0.01 eV, ce qui permet d'envisager des modifications suffisamment importantes pour réduire d'une manière significative l'erreur sur le coefficient de température.

a) Reconstitution des sections efficaces thermiques de ^{235}U

La reconstitution des sections efficaces de fission et de capture de ^{235}U dans le domaine thermique est un problème délicat :

- D'une part, la contribution des résonances positives aux sections efficaces thermiques est très faible (inférieure à 10 %) ; en conséquence ce sont les premières résonances négatives qui conditionnent le niveau et la forme de ces sections et de η_{235} thermique.

- D'autre part, α_{235} mesuré dans le domaine thermique est assez constant et vaut $\alpha = \frac{\sigma c}{\sigma f} = 0.17$, ce qui est très inférieur à la valeur induite par les résonances positives :

$\alpha = \frac{< \Gamma_\gamma >}{< \Gamma_f >} \simeq 0.5$. On sera donc conduit à définir des résonances négatives dont la largeur de fission Γ_f vaut deux à trois fois la valeur moyenne $< \Gamma_f >$ des résonances positives.

Plusieurs jeux de résonances négatives composés d'une seule ou de deux résonances ont été proposés ; nous avons vérifié que ces jeux ne permettent de reconstituer les sections thermiques que très approximativement. Certains auteurs attribuent les écarts qui subsistent entre les valeurs mesurées et calculées aux phénomènes d'interférences entre résonances et aux niveaux masqués. Cependant nous montrerons que la prise en compte de l'ensemble des résonances négatives est nécessaire, du fait du faible espacement moyen des résonances de ^{235}U ; ceci nous a permis de reconstituer un jeu de sections efficaces thermiques compatible avec les valeurs mesurées.

Dans la pratique, nous avons procédé de la manière suivante :

- Nous calculons la contribution des résonances positives aux sections de capture et de fission du domaine thermique ; les paramètres de ces résonances sont issus de la référence [74].

- Nous constituons ensuite une 'palissade' de résonances négatives : ces résonances sont équidistantes et définies à partir de la première résonance positive à 0.29 eV avec un espacement égal à la valeur moyenne $< D > \simeq 1$ eV. Pour les largeurs neutroniques et de capture, nous utilisons également les valeurs moyennes déduites des résonances positives :

$$\Gamma_\gamma = 30 \text{ meV} \qquad 2g\,\Gamma_n^o = 0.45 \text{ meV}$$

En revanche, nous avons pu vérifier qu'il est nécessaire d'adopter une largeur de fission assez forte : $\Gamma_f = 220$ meV. A noter qu'au delà d'une dizaine de résonances, la contribution des résonances négatives dans le domaine thermique devient négligeable.

- La contribution totale des résonances positives et de ces résonances négatives statistiques permet d'ores et déjà d'approcher les sections mesurées dans le domaine thermique. Cependant, pour améliorer la cohérence entre ce modèle théorique et les valeurs expérimentales, nous avons été amené à affiner les paramètres de la première résonance négative ; en effet, cette résonance est déterminante d'une part en raison de sa contribution prépondérante au niveau des sections thermiques et d'autre part, du fait qu'elle conditionne la forme de ces sections, les autres résonances négatives donnant une contribution quasiment en $\frac{1}{v}$. Les paramètres de la première résonance sont ajustés de telle manière que sa contribution satisfasse la relation :

$$\sigma_1^-(E) = \sigma_{mes}(E) - \sigma^+(E) - \sigma_R^-(E)$$

où :

$\sigma^+(E)$ représente la contribution des résonances positives à l'énergie E.

$\sigma_R^-(E)$ est la contribution des résonances négatives autres que la première.

Nous présentons dans le tableau ci-après, la comparaison des paramètres que nous avons ainsi obtenus pour cette résonance avec ceux proposés par d'autres auteurs.

	Cette étude	BNL 325 [76]			ENDF / BV
		Shore	Ignatiev	Vogt	
E_o (eV)	- 0.6	- 1.45	- 2	- 0.95	- 1.49
Γ_γ (meV)	40	33	40	27.6	27
Γ_f (meV)	235	223	187	169.4	207
$2g\,\Gamma_n^o$ (meV)	0.38	3.06	-	1.50	3.39

Nous constatons que les paramètres que nous proposons sont compatibles avec les lois statistiques, alors que les autres jeux proposés correspondent à de grandes résonances : les largeurs neutroniques associées à ces résonances représentent plusieurs fois la valeur moyenne et sont donc peu probables conformément à la loi de Porter et Thomas.

Les figures 6 et 7 donnent les formes des différentes contributions aux sections reconstituées : σ^+, σ_I^- et σ_R^- respectivement pour la fission et la capture.

Le tableau ci-dessous donne à titre indicatif, les contributions des résonances positives, de la première grande résonance négative et des autres résonances négatives aux valeurs des sections de fission et de capture de ^{235}U à v = 2200 m/s.

	Capture (barns)	Fission (barns)
Résonances positives	9.8	24
1ère résonance négative	76.5	450
Autres résonances négatives	15.2	111.2
Total	101.5	585.2

b) Modification des sections efficaces thermiques de ^{235}U

La recherche de modifications physiques sur les sections efficaces thermiques de ^{235}U sera fondée sur la variation des paramètres de la première résonance négative ; en effet cette résonance conditionne la forme de ces sections.

La modification recherchée doit conduire à un coefficient de température moins négatif. Nous rappelons que la première résonance négative conduit à une décroissance des sections efficaces thermiques plus forte que dans une loi en $\frac{1}{v}$, ce qui engendre une contribution négative au coefficient de température.

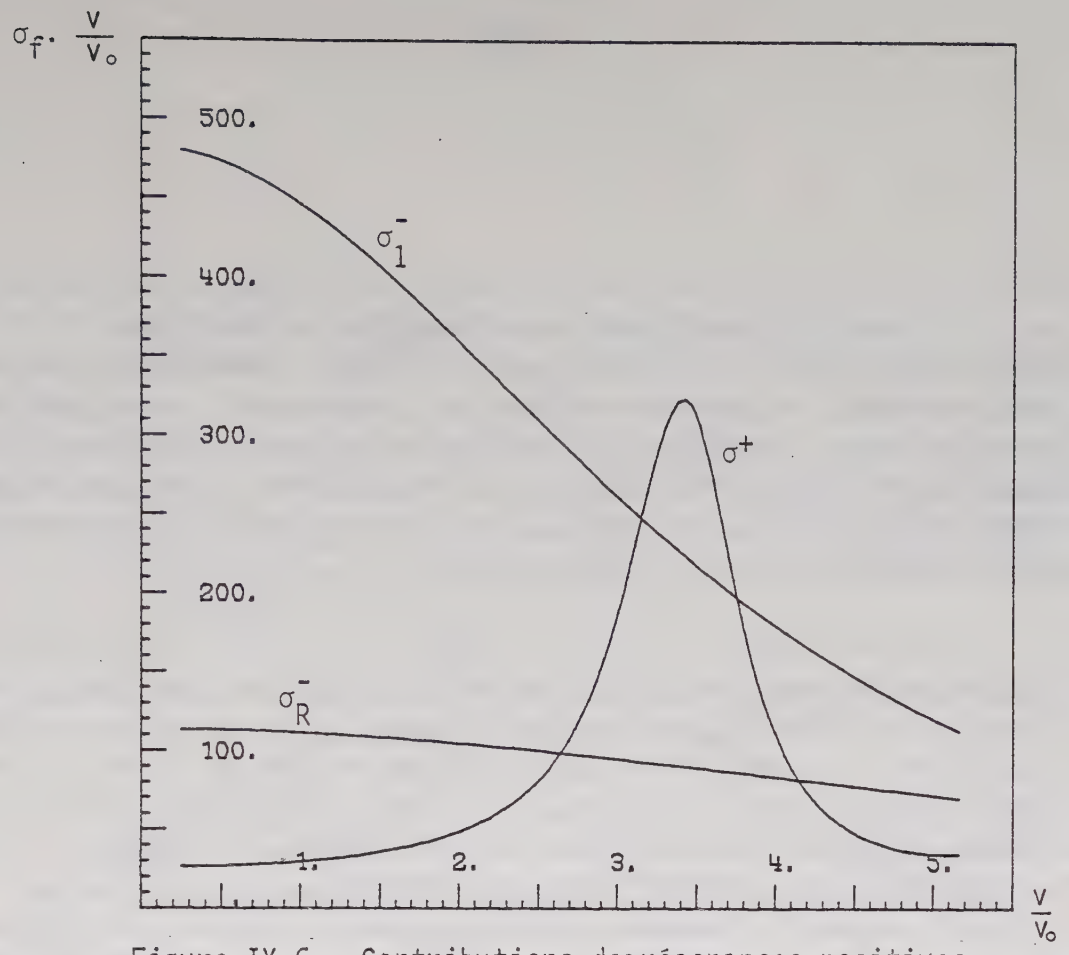


Figure IX.6 - Contributions des résonances positives et négatives à la section de fission thermique de ^{235}U.

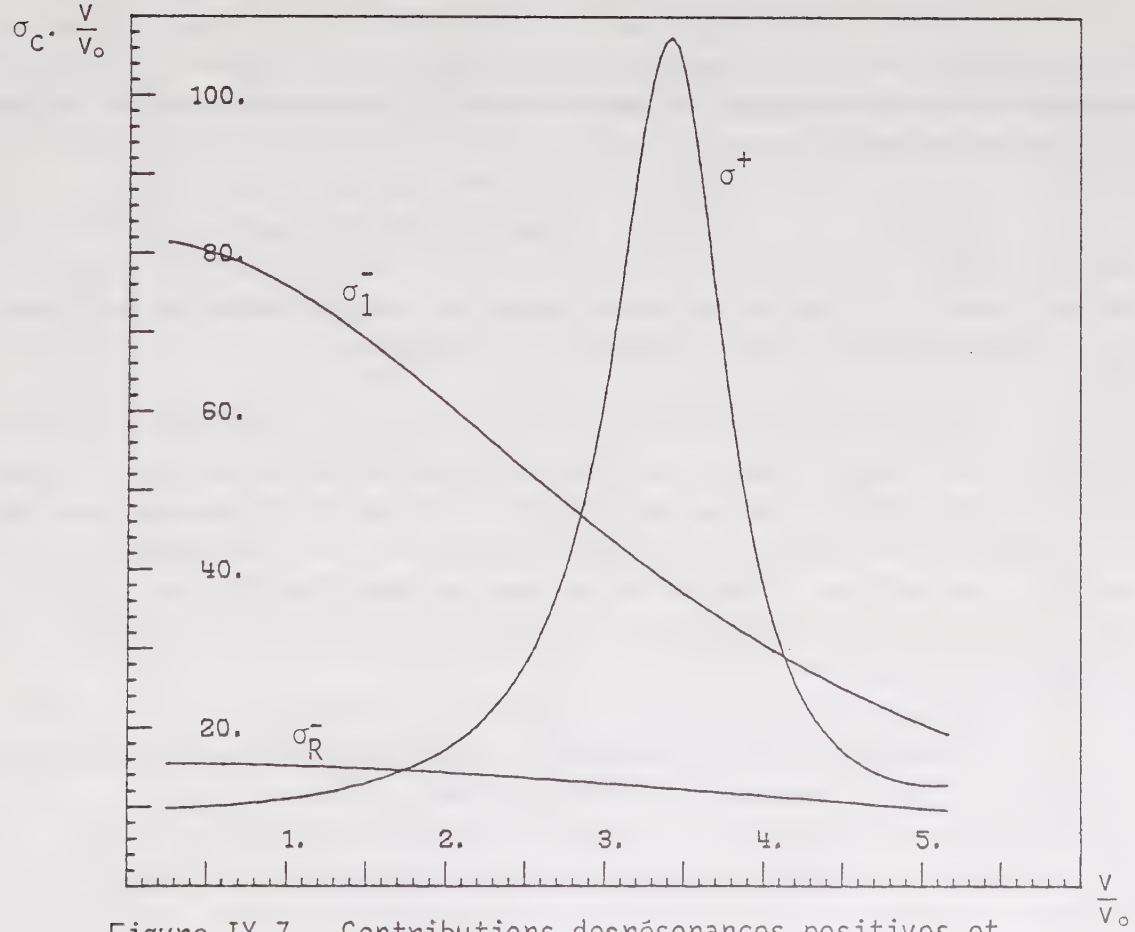


Figure IX.7 - Contributions des résonances positives et négatives à la section de capture thermique de ^{235}U.

- Un premier type de modifications consiste donc à se rapprocher de la loi en $\frac{1}{v}$ en déplaçant cette résonance vers les énergies plus négatives. L'étude paramètrique que nous avons menée montre qu'il est possible de déplacer cette résonance de - 0.6 eV jusqu'à - 0.85 eV sans dépasser les marges d'incertitude expérimentales sur les sections thermiques. Nous avons vérifié que la modification limite fondée sur ce critère ne permet d'obtenir qu'une correction moyenne entre 20°C et 290°C de + 0.7 pcm/°C. Cette correction s'avère insuffisante relativement à l'écart expérience-calcul que l'on cherche à réduire.

- Cette modification n'influant quasiement pas sur la forme de η_{235} dans le domaine thermique, nous sommes amenés à étudier un deuxième type de modifications visant à abandonner l'hyptothèse d'une valeur de η_{235} constante avec l'énergie ; ceci nécessite de modifier les formes des sections de capture et de fission dans des sens opposés par rapport à la loi en $\frac{1}{v}$. Le seul moyen d'y parvenir est d'introduire près de l'origine une résonance négative caractérisée par un rapport $\alpha = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_f}$ très différent de celui de la première résonance négative à - 0.6 eV. A cet effet nous avons construit une petite résonance négative essentiellement de capture : $\Gamma_\gamma = < \Gamma_\gamma >$ et $\Gamma_f \ll < \Gamma_f >$. Une étude paramétrique a permis de définir son emplacement E_r = -0.01 eV et la largeur neutronique associée permettant de maintenir les sections thermiques à l'intérieur des marges d'incertitude expérimentales. La faible valeur obtenue pour la largeur neutronique (quelques 10^{-4} meV), nous assure que cette résonance soit statistiquement très probable.

Cette stratégie conduit à une forte modification de la forme de la section de capture au voisinage de l'origine et à une sensible modification de la forme de η_{235} dans le domaine thermique. La correction obtenue sur le coefficient de température moyen entre froid et chaud d'un réseau PWR neuf est de + 0.5 pcm/°C.

Remarque : En ce qui concerne la première résonance positive de ^{235}U à 0.29 eV, nous avons vérifié que la modification de ses paramètres dans la limite des marges d'incertitude expérimentales, ainsi que la prise en compte de son élargissement Doppler, n'entrainent pas d'effet significatif sur le coefficient de température.

- Cette étude de sensibilité a permis de chiffrer les corrections au coefficient de température que l'on peut espérer des modifications des formes des sections efficaces thermiques de ^{235}U. Il est maintenant nécessaire de prendre en compte les informations expérimentales : On rappele que le calcul surestime la valeur absolue du coefficient de température de 2 à 3 pcm/°C. Pour réduire un tel écart il est donc nécessaire de combiner les deux types de modifications étudiées : l'effet ainsi obtenu représente une correction moyenne de 1.5 pcm/°C sur le coefficient de température.

- La définition des modifications doit également prendre en compte l'information expérimentale relative aux facteurs de multiplication des réseaux à eau ordinaire : le facteur de multiplication calculé à froid doit être conservé, ou mieux encore diminué. Les modifications précédentes, fondées sur la conservation des sections mesurées à 2200 m/s (bibliothèque APOLLO recommandée), conduisaient à un accroissement de 500 pcm du k_{eff}. Cet effet est lié au fait que dans un

réseau à eau ordinaire le spectre est durci par la faible modération et l'absorption de ^{235}U, ce qui conduit à une vitesse moyenne des neutrons supérieure à celle qui correspond à un spectre de Maxwell. On est donc amené à conserver les sections efficaces à l'énergie moyenne du spectre type PWR. Pour satisfaire ce critère nous avons ajusté la contribution des résonances négatives, autres que les deux premières qui sont à la base de nos modifications à savoir la petite résonance de capture et la première résonance de la 'palissade', par une faible modification de leurs paramètres. Cette normalisation des sections conduit à une diminution du k_{eff} à froid de 260 pcm par rapport au k_{eff} associé à la bibliothèque de référence. Par ailleurs la correction moyenne sur le coefficient de température devient légèrement plus importante : 1.7 pcm/°C.

Nous présentons ci-dessous le jeu de paramètres des résonances négatives associé à la modification finale que nous proposons sur les sections thermiques de ^{235}U.

paramètres	Petite résonance de capture	Première grande résonance	Autres résonances négatives
E_o (eV)	- 0.01	- 0.85	- 0.6 - n < D > *
Γ_γ (meV)	40	40	38
Γ_f (meV)	4	235	193
$2g\ \Gamma_n^o$ (meV)	0.0003	1.28	0.45

* n = 1 à 9 et < D > = 1 eV

La courbe de la Fig. 8 donne la comparaison des formes de η_{235} avant et après modification des sections de capture et de fission de ^{235}U dans le domaine thermique. Cette courbe montre que la modification proposée est particulièrement importante dans le domaine d'énergie entre 0.01 eV et l'origine ; en effet dans ce domaine les données expérimentales sont rares et les marges d'incertitude sont les plus importantes comme l'indique les Fig. 9 et 10.

Cependant, la forme de η_{235} que nous proposons est sensiblement différente de celle découlant du lissage synthétisant l'ensemble des valeurs expérimentales des sections de capture, des sections de fission et de η (voir Fig. 11) ; en effet, cette courbe présente un maximum au voisinage de 0.05 eV n'excédant que de 0.8 % la valeur à 0.01 eV, alors que le maximum se trouve à 0.1 eV et représente 4 % dans notre cas. Néanmoins, les mesures directes de η_{235} réalisées par Palevsky [67] semblent confirmer la modification proposée : le maximum se déplace vers 0.1 eV et représente de l'ordre de 3 % (Fig.11). Par ailleurs une récente suggestion de modification de la forme de η thermique de ^{235}U faite par l'UKAEA [77] tend également à confirmer notre modification : dans ce cas le maximum est placée à 0.1 eV et représente 2.5 % de la valeur à 0.01 eV (figure 8).

Notons enfin, que la modification proposée pour la forme de la section de fission thermique de ^{235}U est compatible avec les dernières mesures de Deruytter [78] (figure 9).

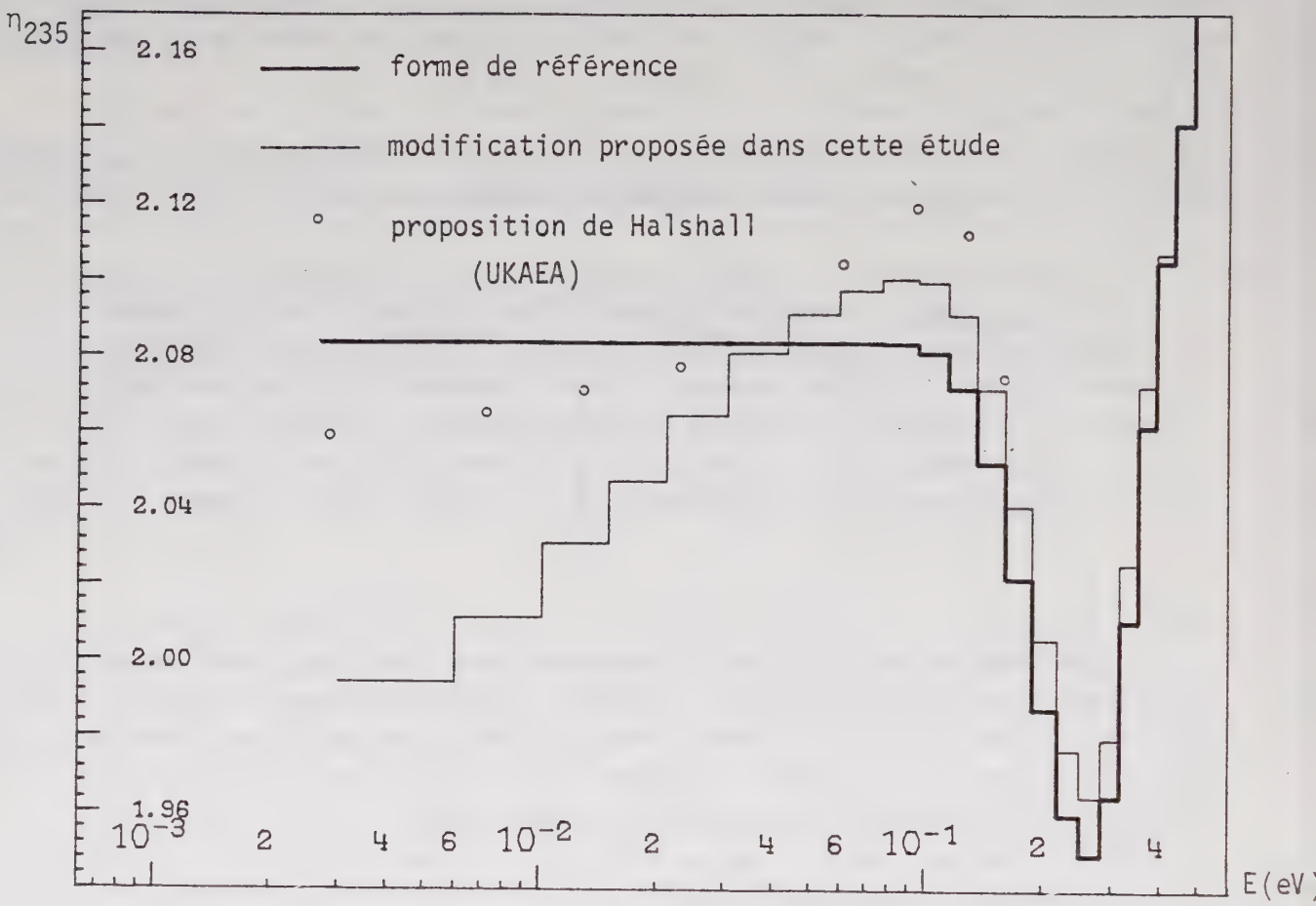


Figure IX.8 - Comparaison des formes de η thermique de ^{235}U modifiées à la forme de référence.

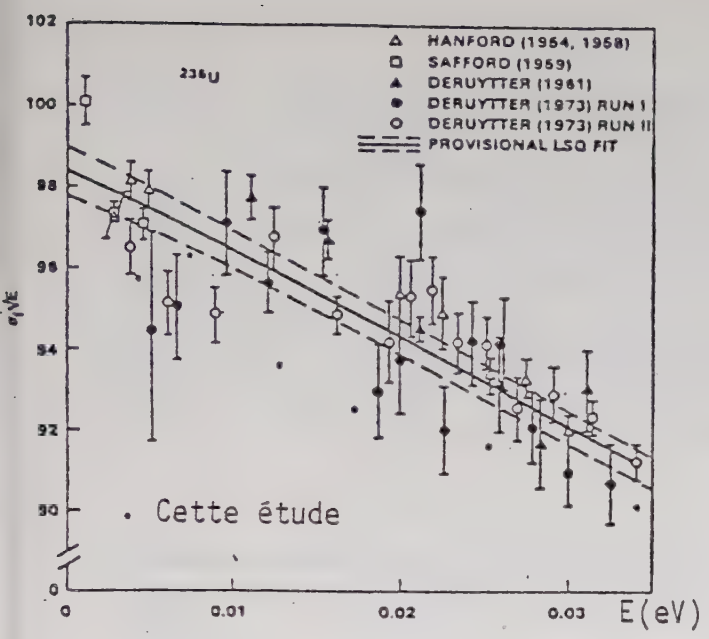


Figure IX.9

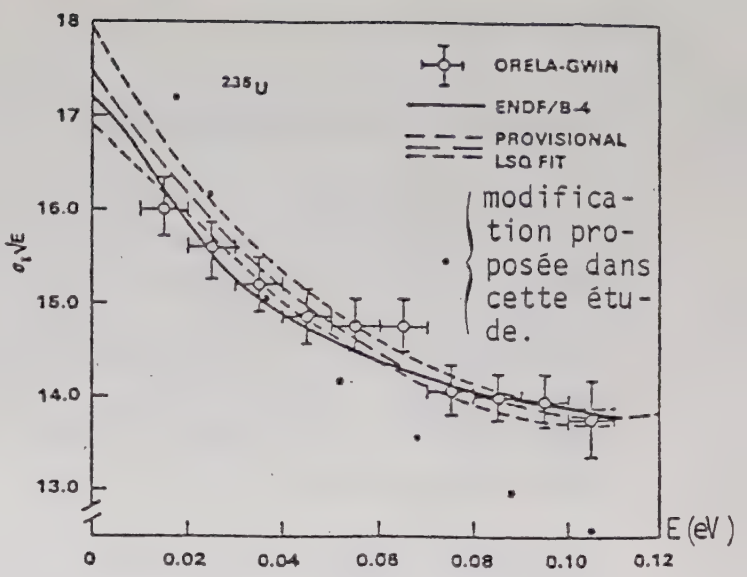


Figure IX. 10

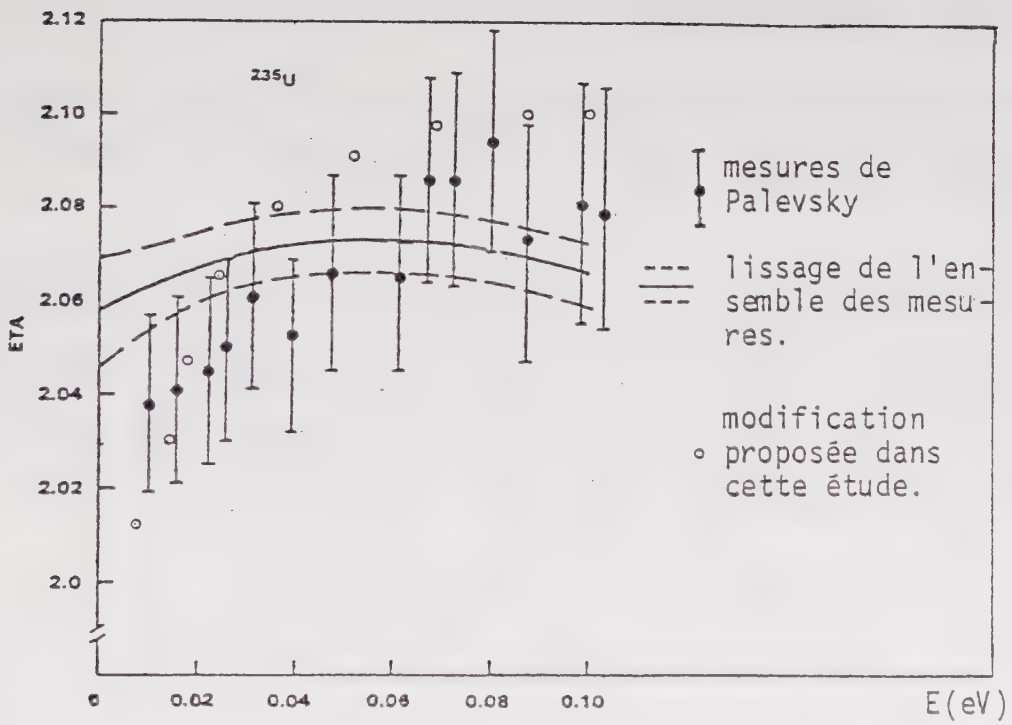


Figure IX.11

3. VALIDATION DES MODIFICATIONS PROPOSEES

Il peut être intéressant de présenter les sections efficaces de ^{235}U et de ^{238}U que nous proposons sous la forme d'une modification d'un jeu de sections efficaces de référence. Nous présentons à cet effet dans l'Annexe 4, les facteurs multiplicatifs permettant de reconstituer les sections efficaces proposées à partir de la biliothèque de référence actuelle du code APOLLO (UKAEA modifiée par les ajustements de Reuss). Cette représentation des jeux de sections efficaces proposés présente l'avantage pratique d'être directement utilisable dans les codes neutroniques, ce qui nous a permis notamment d'effectuer nos calculs de validation de ces sections avec le code APOLLO.

Nous avons pris en compte dans cette validation les expériences les plus précises concernant le coefficient de température, le facteur de multiplication à froid et la formation des noyaux lourds au cours d'évolution.

3.1. Expériences relatives au coefficient de température

Nous avons repris l'interprétation des mesures les plus précises (CREOLE, KRITZ et AZUR) et des expériences complémentaires les plus intéressantes. Celles-ci permettent d'établir la validation du jeu proposé pour des gammes d'enrichissement et de rapport de modération plus vastes que celles des réseaux PWR standards.

Les résultats de cette nouvelle comparaison expérience-calcul sont présentés sur le tableau 1, pour ce qui concerne l'expérience CREOLE, sur le tableau 2 pour l'expérience KRITZ et sur le tableau 3 pour les autres expériences sélectionnées.

Ces résultats montrent que les modifications que nous proposons corrigent l'erreur sur le coefficient de température, ceci est nettement mis en évidence par l'écart moyen $\overline{\Delta\alpha}$ calcul-expérience défini sur l'ensemble des 17 expériences considérées : en plus des mesures effectuées pour des températures inférieures à 90°C, les mesures réalisées entre 90°C et 245°C (expérience CREOLE) ou 90°C et 210°C (expérience KRITZ) sont considérées comme des expériences supplémentaires indépendantes.Cette valeur moyenne et l'écart type associé, pour les interprétations effectuées avec les données de référence sont :

$$\overline{\Delta\alpha_1} = - 4.2 \pm 2.0 \text{ pcm/°C}$$

Avec les modifications proposées l'écart moyen devient :

$$\overline{\Delta\alpha_2} = - 0.3 \pm 1.6 \text{ pcm/°C}$$

Les calculs d'interprétation ne prennent pas en compte l'effet des liaisons cristallines de l'UO_2 sur le calcul de l'effet Doppler ; cet effet, estimé à partir de la température de Debye (cf. § VIII.5.1), représente environ + 0.7 pcm/°C pour les expériences réalisées aux températures ambiantes ($T < 90°C$). L'écart moyen résiduel (C-E) est donc de l'ordre de + 0.4 pcm/°C.

TABLEAU IX.1

EFFETS DES MODIFICATIONS DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET DE ^{238}U SUR L'INTERPRETATION DES MESURES DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE REALISEES DANS CREOLE

(Rapport de modération : $Vm/V_{UO_2} = 1.647$)

	UO_2 3.1 % sans bore				UO_2 3.1 % avec 1200 ppm de bore			UO_2-PuO_2, ∿ 2.5 % Pu fissile		
Domaine de température ↓	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta(\Delta\alpha)_t$	$\Delta(\Delta\alpha)_{238}$	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta(\Delta\alpha)_t$	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta(\Delta\alpha)_t$
20°C - 90°C	- 4.2	- 0.4	+ 3.8	+ 1.2	- 4.95	- 1.42	+ 3.54	- 2.34	- 1.54	+ 0.8
90°C - 245°C	- 1.85	+ 0.5	+ 2.35	+ 0.65	- 1.06	+ 1.3	+ 2.36	- 0.36	- 0.01	+ 0.35
245°C - 290°C	+ 1.0	+ 2.6	+ 1.6	+ 0.35	+ 0.34	+ 2.06	+ 1.72	+ 2.2	+ 2.3	+ 0.1
20°C - 245°C	- 2.6	+ 0.2	+ 2.8	+ 0.82	- 2.3	+ 0.4	+ 2.7	- 1.0	- 0.5	+ 0.5
20°C - 290°C	- 2.0	+ 0.6	+ 2.6	+ 0.75	- 1.8	+ 0.7	+ 2.5	- 0.44	- 0.02	+ 0.42

Notations :

$\Delta\alpha_1 = (\alpha^{calcul}_{sans\ modif.} - \alpha^{mes})$ $\qquad$ $\Delta(\Delta\alpha)_t = \Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_1$

$\Delta\alpha_2 = (\alpha^{calcul}_{avec\ modif.} - \alpha^{mes})$ $\qquad$ $\Delta(\Delta\alpha)_{238} = (\Delta\alpha_2)_{avec\ modif\ U8} - \Delta\alpha_1$

On constate d'autre part que la dispersion des écarts a également été réduite ; l'ordre de grandeur de cette dispersion résiduelle est d'ailleurs cohérent avec les incertitudes expérimentales associées aux mesures de coefficient de température.

i) Effet des modifications en fonction de la température

On constate que la correction obtenue est plus forte dans le domaine des températures inférieures à 90°C, ce qui est cohérent avec les informations expérimentales obtenues dans les expériences CREOLE et KRITZ.

Bien qu'elles permettent de rendre compte de la diminution de l'écart expérience-calcul avec la température, ces modifications ne sont cependant pas suffisantes pour expliquer l'inversion du signe de l'erreur au voisinage de 300°C observée dans CREOLE. Le calcul précis de l'effet Doppler (prise en compte (cf. § VII.5) des liaisons cristallines dans le dernier palier (245°C - 290°C) : + 0.25 pcm/°C et surtout de la bonne variation du facteur de Bell avec la température conduisant à une correction de - 1.4 pcm/°C) réduit l'écart calcul-expérience moyen $\overline{\Delta\alpha_2}$ = + 2.4 pcm/°C dans ce palier à :

$$\Delta\alpha_2 = + 1.3 \text{ pcm/°C}$$

Cet écart résiduel peut s'expliquer à partir de l'erreur sur le calcul des effets de densité d'eau : les expériences 'surgaines' ont mis en évidence une erreur de l'ordre de + 2 pcm/°C dans ce domaine de températures.

TABLEAU IX.2

EFFETS DES MODIFICATIONS DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET DE ^{238}U SUR L'INTERPRETATION DES MESURES DU COEFFICIENT DE TEMPERATURE REALISEES DANS KRITZ
(Rapport de modération : V_m/V_{H2O} = 1.438)

	UO_2 : 1.35 %			
Domaine de température ↓	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta(\Delta\alpha)_t$	$\Delta(\Delta\alpha)_{238}$
20°C - 90°C	- 4.95	+ 1.4	+ 6.35	+ 2.9
90°C - 160°C	- 5.01	- 0.03	+ 4.98	+ 2.18
160°C - 210°C	- 3.28	+ 0.81	+ 4.09	+ 1.71
20°C - 210°C	- 4.53	+ 0.718	+ 5.25	+ 2.32

Avec les notations du tableau IX.1.

TABLEAU IX.3

EFFETS DES MODIFICATIONS DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET ^{238}U SUR L'INTERPRETATION DES EXPERIENCES COMPLEMENTAIRES SUR LE COEFFICIENT DE TEMPERATURE

ENRICHISSEMENT	UO_2 1.311 %		UO_2 2.35 %	UO_2 3.41 %			UO_2 4.95 %		UO_2 5.1 %
EXPERIENCE	BAPL/TRX		BATTELLE	NPY/NORA			ANL/ZPR7		AZUR
V_m/V_{UO_2}	1.071	1.405	2.39	1.66	3.03	4.51	1.141	1.504	2.44
GEOMETRIE PAS (cm)	Hexag. 2.205	Hexag. 2.36	Carré 1.90	Carré 1.90	Carré 2.314	Carré 2.687	Hexag. 1.27	Hexag. 1.27	Plaque 1.382
Domaine de température	10°C - 50°C		20°C - 60°C	20°C - 60°C			20°C - 46°C		20°C-88°C
$\Delta\alpha_1$ (pcm/°C)	- 6.5	- 5.4	- 3.4	- 5.3	- 5.6	- 8.4	- 5.2	- 2.8	- 4.9
$\Delta\alpha_2$ (pcm/°C)	+ 0.65	+ 2.4	+ 2.2	- 1.6	- 0.6	- 2.8	- 3.2	- 0.1	- 1.8
Δ ($\Delta\alpha_t$) (pcm/°C)	+ 7.15	+ 7.8	+ 5.6	+ 3.7	+ 5.0	+ 5.6	+ 2	+ 2.7	+ 3.1
Δ ($\Delta\alpha_8$) (pcm/°C)	-	-	+ 1.8	-	-	-	-	-	+ 0.62

- avec les notations du tableau IX.1 -

ii) Effet des modifications en fonction des caractéristiques du réseau

Les résultats présentés sur les tableaux 1, 2 et 3, montrent que l'importance de la correction liée à la modification de la capture de ^{238}U, décroît avec l'enrichissement du combustible considéré. D'autre part, l'ensemble des modifications proposées engendrent des corrections croissantes avec le rapport de modération du fait de l'augmentation de la population des neutrons thermiques.

3.2. Prise en compte des mesures du facteur de multiplication à froid

Rappelons que la quasi totalité des informations expérimentales disponibles sur les réseaux à eau ordinaire (cf. § VII.2.1.1.) met en évidence une nette tendance à la surestimation par le calcul (code APOLLO) du facteur de multiplication à froid. Par ailleurs, cette tendance est d'autant plus forte que le rapport de modération est grand.

Les résultats présentés sur le tableau 4 pour les réseaux UO_2, montrent que les modifications que nous proposons conduisent à une diminution de la valeur propre à froid calculée. De plus, la correction obtenue croît avec le rapport de modération ce qui est cohérent avec l'analyse des informations expérimentales.

Cette diminution du facteur de multiplication à froid est entièrement liée à la modification de la forme des sections efficaces thermiques de ^{235}U, la modification de la capture thermique de ^{238}U donnant un effet inverse mais assez faible (inférieur à 100 pcm).

A noter en revanche, que ces modifications conduisent à une augmentation du facteur de multiplication à chaud : dans le cas d'un réseau PWR, la correction passe de - 300 pcm à froid à + 500 pcm à chaud.

En ce qui concerne les réseaux mixtes UO_2-PuO_2, les modifications proposées n'affectent que très faiblement le facteur de multiplication : pour un combustible mixte type PWR (UO_2 à uranium naturel chargé à 3 % en PuO_2) l'effet sur k_{eff} à froid est négligeable et représente environ 130 pcm à chaud.

3.3. Prise en compte des mesures sur les combustibles irradiés

Le troisième test de validation pour les modifications que nous proposons consiste à étudier leur influence sur les calculs d'évolution des noyaux lourds avec l'irradiation. Pour ce faire, nous avons comparé les variations des concentrations des différents noyaux lourds, en fonction du taux d'irradiation, calculées avec et sans ces modifications. Cette comparaison a été effectuée sur un assemblage 17 x 17 à l'enrichissement d'équilibre (e = 3.25 %) d'un réacteur PWR de 900 MWe et a conduit aux résultats suivants (voir Fig. 12) :

TABLEAU IX.4

EFFETS DES MODIFICATIONS DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET DE ^{238}U SUR L'INTERPRETATION DES MESURES DU FACTEUR DE MULTIPLICATION A FROID

Enrichissement	1.311 %		1.35 %	2.35 %	3 %			3.41 %			4.95 %		5.1 %
EXPERIENCE	BAPL/TRX		KRITZ	BATTELLE	CREOLE	CRISTO II	CRISTO I	NPY/NORA			ANL/ZPR7		AZUR
V_m/VUO_2	1.071	1.405	1.438	2.39	1.647	3.558	5.462	1.66	3.03	4.51	1.141	1.504	2.44
GEOMETRIE PAS (cm)	Hexag. 2.205	Hexag. 2.36	Carré 1.80	Carré 1.90	Carré 1.26	Carré 1.58	Carré 1.86	Carré 1.90	Carré 2.314	Carré 2.687	Hexag 1.27	Hexag 1.27	Plaque 1.38
$\Delta k_{eff}/k_{eff}^{(20°C)}$ (C-E) pcm	+ 139	+ 610	+ 1237	+ 607	+ 800	$\sim$ + 1000	+ 850	+ 1418	+ 2377	+ 2925	+ 497	+ 726	+ 1074
Correction totale (20°C)	- 552	- 687	- 516	- 500	- 262	- 545	- 682	- 145	- 884	- 514	+ 79	- 25	- 150
Correction $(\sigma_c)_{238}$ (20°C)	-	-	+ 40	+ 38	+ 89	-	-	-	--	-	-	-	+ 72

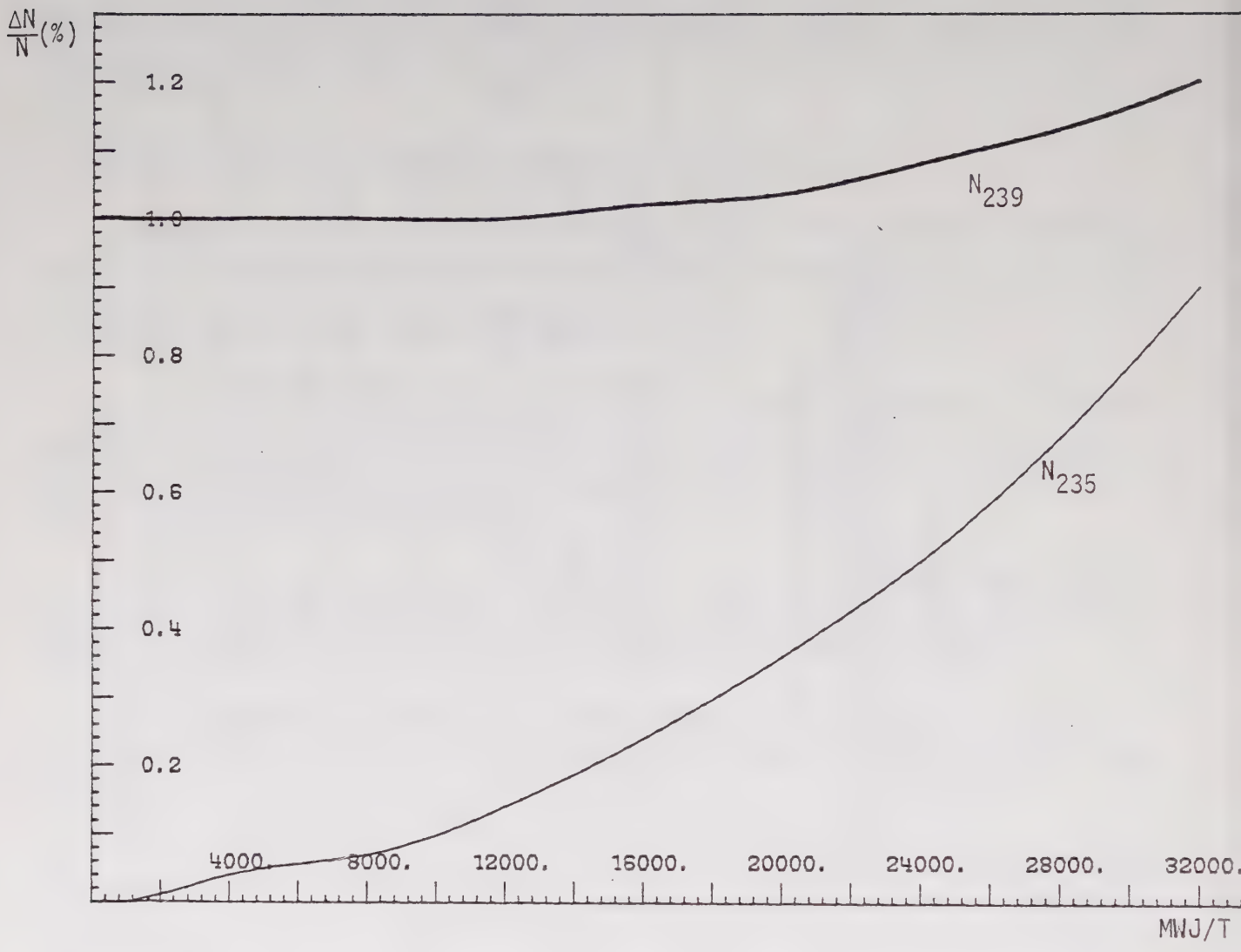


Figure IX.12 - Effet de la modification des sections thermiques de ^{235}U et ^{238}U proposée dans cette étude sur la formation du ^{239}Pu et sur la disparition de ^{235}U.

- Pour ^{235}U, l'écart est négligeable pour les faibles taux de combustion et il atteint moins de - 1 % à 32000 MWJ/T (l'emploi des sections modifiées conduit à une plus faible concentration de ^{235}U). Cet effet est lié pour les deux tiers à la modification des sections thermiques de ^{238}U : la plus faible capture de ^{238}U conduit à une formation du ^{239}Pu et donc à une concentration de ce corps fissile-moins importante ; la contribution du ^{239}Pu à l'énergie produite devient ainsi plus faible et il faut donc consommer plus de ^{235}U pour atteindre le même taux de combustion.

- L'effet très faible sur ^{236}U (- 0.2 % à 32000 MWJ/T) est essentiellement lié à la modification de la section de capture thermique de ^{235}U.

- En ce qui concerne le ^{239}Pu l'effet lié à la modification des sections de ^{235}U est négligeable ; la diminution de la concentration du ^{239}Pu de 1 % au temps zéro jusqu'à 1.2 % au déchargement de l'assemblage est essentiellement liée à la modification de la capture thermique de ^{238}U.

- L'effet sur le ^{240}Pu et sur le ^{241}Pu, est à peu près du même ordre que l'effet sur le ^{239}Pu, ces deux isotopes étant formés directement à partir de la capture du ^{239}Pu.

Sachant que la formation du ^{239}Pu est actuellement surestimée par le calcul d'environ 4 %, le fait de réduire cet écart de plus de 1 % par l'utilisation des modifications que nous proposons, constitue donc une sensible amélioration.

4. CONCLUSION

L'étude de sensibilité du coefficient de température aux différents paramètres de la cellule a permis d'incriminer les paramètres responsables de l'écart expérience-calcul. Seules ont été retenues les sections efficaces thermiques de ^{235}U et de ^{238}U, en raison d'une part de leur poids et de l'importance des marges d'incertitude qui leur sont associées et d'autre part des résultats de l'analyse des informations expérimentales sur le coefficient de température.

L'étude de recherche de modifications physiques que nous avons menée sur les sections efficaces incriminées est fondée sur la prise en compte des données nucléaires de base : paramètres de résonance et lois statistiques associées. La procédure de prise en compte de ces données de base se résume de la manière suivante :

- Reconstituion des sections efficaces concernées à partir des paramètres de résonance.

- Etude de sensibilité du coefficient de température aux paramètres des résonances négatives.

- Les résultats de cette étude de sensibilité permettent de définir les modifications appropriées sur les sections efficaces de ^{235}U et de ^{238}U, à partir de variations des paramètres des résonances négatives, en tenant compte des lois statistiques qui régissent les fluctuations de ces paramètres.

Les jeux modifiés de sections efficaces de ^{235}U et de ^{238}U ainsi obtenus sont compatibles avec les marges d'incertitude expérimentales ; la réinterprétation de l'ensemble des mesures du coefficient de température a permis de valider ces nouveaux jeux de sections efficaces. Signalons par ailleurs que les modifications des sections efficaces thermiques de ^{235}U et de ^{238}U que nous proposons sont compatibles avec certaines données expérimentales. D'autre part, nous avons vérifié que ces modifications vont dans le sens d'une amélioration du calcul du facteur de multiplication à froid et de la formation du ^{239}Pu au cours d'évolution.

C O N C L U S I O N G E N E R A L E

-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§-§

Le travail présenté dans cette thèse, constitue une contribution à l'étude des effets de température dans les réseaux de réacteurs modérés à l'eau ordinaire. Cette étude s'appuie sur le programme expérimental CREOLE, réalisé dans le réacteur EOLE installé au Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE, et s'inscrit dans le cadre des études poursuivies pour la qualification des données nucléaires utilisées dans le système APOLLO-NEPTUNE développé au C.E.A. pour le calcul des réacteurs de la filière à eau ordinaire. En effet, certaines études antérieures, avaient révélé que les calculs du coefficient de température réalisés par des schémas de calcul utilisant le code APOLLO, sont relativement inéxacts. Toutefois, ces conclusions reposaient sur des informations expérimentales assez incomplètes et souvent imprécises.

L'originalité de l'expérience CREOLE, qui en fait son intérêt essentiel par rapport aux expériences antérieures, est de fournir une information expérimentale sur l'ensemble du domaine des températures rencontrées dans un réacteur PWR. Le dépouillement et l'interprétation par un schéma de calcul précis de cette expérience ont fourni les formes continues de l'écart expérience-calcul, ainsi que les marges d'incertitude associées pour des réseaux UO_2 avec et sans bore et des réseaux UO_2-PuO_2. Par ailleurs, la diversité des expériences réalisées a permis de découpler les contributions respectives des effets de densité d'eau et des effets de spectre thermique à l'erreur globale sur le coefficient de température.

Afin de sélectionner les paramètres neutroniques de la cellule dont le poids et les marges d'incertitude associées sont suffisants pour expliquer l'écart expérience-calcul, une étude de sensibilité du coefficient de température aux différents paramètres de la cellule a été menée.

L'analyse de l'ensemble des informations expérimentales que nous possédons, associée aux résultats de l'étude de sensibilité nous ont conduit à incriminer les formes des sections efficaces de ^{235}U et de ^{238}U dans le domaine thermique.

Au lieu d'ajuster arbitrairement les sections efficaces concernées de façon à corriger l'erreur sur le coefficient de température, nous avons défini une procédure de modifications physiques de ces sections, fondée sur la prise en compte des données nucléaires de base : paramètres de résonance et lois statistiques associées. La mise en oeuvre de cette procédure nous conduit à proposer des nouveaux jeux de sections efficaces thermiques pour ^{238}U et pour ^{235}U, compatibles avec certaines données expérimentales et avec les marges d'incertitude associées aux jeux actuels. Ces nouveaux jeux de sections efficaces ont ensuite été validés sur un grand nombre d'expériences de coefficient de température : l'écart moyen calcul-expérience est ainsi réduit de - 4.2 ± 2.0 pcm/°C à -0.3 ± 1.6 pcm/°C.

Nous avons enfin vérifié que les modifications proposées vont dans le sens d'une amélioration du calcul des autres paramètres fondamentaux du réseau : le facteur de multiplication à froid d'un coeur PWR décroît de 300pcm et le calcul de la formation du ^{239}Pu en cours d'évolution est amélioré de 1 %.

Bien que les problèmes liés au calcul des effets de température dans les réseaux des réacteurs modérés à l'eau ordinaire ne soient pas entièrement résolus dans le cadre de cette thèse, les études que nous avons effectuées, en s'appuyant sur une information expérimentale plus complète qu'auparavant, doivent contribuer à mieux comprendre les phénomèmes physiques et à mieux cerner l'origine de l'écart expérience-calcul. Toutefois, d'autres informations expérimentales sont encore nécessaires pour compléter et confirmer celles que nous avons obtenues dans CREOLE, de façon à mieux préciser les contributions respectives des sections efficaces thermiques de ^{235}U de ^{238}U et des sections de diffusion rapides de l'eau à l'écart expérience-calcul. Dans cette perspective, il serait intéressant de réaliser d'autres expériences en température pour différents enrichissements en ^{235}U et rapports de modération, ainsi que des mesures d'effets de densité d'eau (types expériences surgaines) mieux appropriées et plus complètes.

REFERENCES

[1] L. VAN HOVE
Phys. Rev. 95, 249 (1954)

[2] M.S. NELKIN
Phys. Rev. 119, 741 (1960)

[3] P.A. EGELSTAFF, P. SCHOFIELD
Nucl. Sci. Eng. 12, 260 (1962)

[4] B.C. HAYWOOD
J. Nucl. Energy 21, 249 (1967)

[5] B.C. HAYWOOD et al.
BNL - 719, vol. 1, 26-53 (1962)

[6] K. GREGSON et al.
MLBW. A multilevel Breit-Wigner computer programme
UKAEA Report, AEEW - M - 517, March 1965

[7] C.W. REICH, M.S. MOORE
Phys. Rev. 111, 929 (1958)

[8] H.A. BETHE et G. PLACZEK
Phys. Rev. 55, 190 (1939)

[9] D.B. ADLER, F.T. ADLER
ANL - 6792, 695 (1963)

[10] W. LAMB
Phys. Rev. 55, 190 (1939)

[11] A.W. SOLBRIG
Am. J. Phys. 29, 257 (1961)

[12] A. KAVENOKY et al.
NEPTUNE ; un système modulaire pour le calcul des réacteurs à eau ordinaire.
Conf. Nucl. Européenne - PARIS, (1975)

[13] A. HEBERT
Developpement de la méthode SPH : Homogénéisation de cellules dans un réseau non uniforme et calcul des paramètres de réflecteur.
Note CEA-N-2209, Septembre (1981)

[14] R. SANCHEZ
Approximate solution of the two dimensional transport equation by collision probability methods.
Nucl. Sci. Eng, 64, 384 (1977)

[15] Z. STANKOVSKY
Traitement bidimensionnel du transport des neutrons dans un milieu hétérogène par la méthode de Galerkin.
Thèse - BELGRADE, Mars (1978)

[16] M. LIVOLANT
Thermalisation des neutrons - Bibliothèque des données - Méthodes et codes de calcul de cellules
Note CEA - N - 1243 (1970)

[17] P. REUSS
Schéma standard du calcul neutronique des réacteurs à neutrons thermiques
Note SERMA/SPM n° 1274 "T", (1979) (note interne du CEA)

[18] F. JEANPIERRE, M. LIVOLANT
Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires
Rapport CEA-R- n° 4533 (1974)

[19] A. KAVENOKY et al.
EXCALIBUR, code de résolution de l'équation de transport pour les milieux hétérogènes dans l'approximation multigroupe.
Note CEA-N- 1995 - (1977)

[20] P. BENOIST
Théorie du coefficient de diffusion des neutrons dans un réseau comportant des cavités
Rapport CEA-R-2278 (1964)

[21] R.S. SIUDEK
The calculation of fuel température reactivity coefficients for SGHWR's
UKAEA Report, AEEW - R- 747 (1971)

[22] J. BUSSAC, P. REUSS
Traité de neutronique
Livre - HERMANN 1978

[23] F.R. MYNATT et al.
The DOT III, two dimensional discrete ordinate transport code
ORNL - TM - 4280 (1973)

[24] B. NOEL
Communication personnelle et référence [73]

[25] A. SANTAMARINA
Calcul des assemblages PWR. Qualification du système NEPTUNE sur les expériences MELODIE dans MINERVE.
Rapport SEN-71 (1978) (rapport interne du CEA)

[26] L. ERRADI, A. SANTAMARINA
Schéma de calcul de l'expérience CREOLE. Etude de la condensation en énergie des section efficaces.
Note SEN/LPRE n° 79-99 (note interne du CEA)

[27] L. ERRADI, A. SANTAMARINA
Définition d'un schéma de calcul en transport des réacteurs expérimentaux couplés. Application à l'expérience CREOLE.
Note SEN/LPRE n° 81 - 145 (note interne du CEA)

[28] T. OLSEN
Void streaming in S_n calculations
Nucl. Sci. Eng. Volume 21, 271 (1965)

[29] L. ERRADI, A. SANTAMARINA
Interprétation des expériences préliminaires dans CREOLE
Note SEN/LPRE n° 79 - 103 (note interne du CEA)

[30] G. GAMBIER
Formalisme et spécifications du code CHRONOS : Equation de Nordheim en théorie multigroupe. Rapport DEP-SPM/SNE n° 79 (Rapport interne du CEA).

[31] M. SOLDEVILA
Communication personnelle

[32] G.R. KEEPIN, T.F. WIMETT et R.K. ZIEGLER
Phys. Rev. 107, 1044 (1957)

[33] A. SANTAMARINA, B. NOUVEAU
CRISTO III, antiréactivité introduite par la dilution de Gadolinium dans un réseau à faible modération.
Rapport SEN - 114 (1981) (Rapport interne du CEA)

[34] J. BOUCHARD
Constantes relatives aux neutrons retardés
contrat CCE/EDF/CEA - Note A04 - (1978)

[35] W.G. DAVEY et al.
Proc. of the Int. Conf. on neutron physics and nuclear data.
HARWELL (1978)

[36] P. REUSS
Quelques résultats complémentaires sur les recherches de tendances
Note SERMA/SPM n° 1309 "T", (1980) (note interne du CEA)

[37] J. MONDOT et J.C. DAUGES
Expérience AZUR-CARAMEL, interprétation des essais sur la configuration de référence avec le schéma NEPTUNE
Note SEN/LPN n°160 (1980) (note interne du CEA).

[38] R. PERSSON et al.
High température critical expériments with H_2O - modérated fuel assemblies in KRITZ
Technical meeting n° 2/11, NUCLEX 72

[39] R.L. HELLENS, G.A. PRICE
In Reactor Technology, Selected Reviews 1964, USAEC - TID 8540, p. 529

[40] H. MIZUTA, K. MAKINO
J. Nucl. Sci. Technology, 3, 8 - 309 (1966)

[41] H. PANEK
Qualification du système NEPTUNE
Note CEA - N - 2092 (1979)

[42] J.T. WAJIMA et al.
J. Nucl. Sci. Technology 8, 4, 201 (1971)

[43] W.A.V. BROWN et al.
Measurements of material Buckling and detailed reaction rates in a series of low enrichment UO_2 fuelled cores.
UKAEA Report, AEEW - R 502 (1967)

[44] K. KEIN et al.
Nucl. Sci. and Eng., 3, 403 (1958)

[57] P. REUSS
Etude physique de recyclage du Plutonium dans les réacteurs à eau
Note CEA - N- 2098 - (1979)

[58] P. REUSS
Analyse des incertitudes sur le calcul du coefficient de température des réacteurs modérés à l'eau.
Rapport SERMA/SPM n° 269 "S" (1976) (rapport interne du CEA)

[59] J. ROTH et al.
Transactions A.N.S., Vol. 10,n°2,. p. 457 (1967)

[60] J.C. ACHARD et al.
Monographes sur les métaux de haute pureté
livre, MASSON et Cie éditeurs (1972) Tome 2

[61] M. EDENIUS
Studies of the reactivity température coefficient in light water reactors
AE-RF - 76 - 3160, AB Atomenergi (1976)

[62] M. DARROUZET et al.
Mesures de l'effet Doppler sur des combustibles UO_2 - PuO_2 dans MINERVE
Rapport SEN - 106 (1980) (rapport interne du CEA)

[63] G. DOLLING et al.
Cand. J. of physics, 43, 1397 (1966)

[64] J.R. ASKEW
Communication privée à P. REUSS

[65] M.C. MOXON, J.E. JOLLY
The neutron capture cross-section of U-238 from 0.01 to 10 eV.
IAEA Consultants Meeting on U/Pu Resonance parameters, Vienne, Sept. Octob. (1981).

[66] R. CHAWLA
An assessment of methods and data for predicting integral properties for thermal reactor physics experiments
UKAEA Report, AEEW - R - 797 (1972)

[67] R. BOWEN, J. LEONARD
Thermal parameters of the fissile isotopes
Porc. of a conf. on Nucl. cross sections and Technology - Washingron. D.C.,
p. 281 March 3-7, (1975).

[45] A.R. BOYNTON et al.
Higt conversion critical experiments
ANL - 7203, Argonne National Laboratory (1967)

[46] E. ANDERSEN et al.
Final Report of NORA Project, Technical Report Series n° 113
IAEA (1970)

[47] S. PEYTIER, P. LEBIGOT
Validation des méthodes SEPTEN de calcul des coeurs des réacteurs PWR 900 MWe. Note EDF - S - SE/TB 81-49 (Note interne de EDF).

[48] J. MONDOT
Une première étape de la qualification du schéma NEPTUNE : calcul du 1er cycle du réacteur d'OBRIGHEIM
Rapport SERMA/T n° 237 (1975) (Rapport interne du CEA)

[49] J.B. THOMAS, D. JAGER
Communication personnelle

[50] J.C. LEFEBVRE
Communication personnelle

[51] A. SANTAMARINA
Communication personnelle

[52] A. SANTAMARINA, B. NOUVEAU
CRISTO II, Interprétation des configurations des réseaux de stockage avec absorbants et lame d'eau interassemblages de 4.5 cm.
Note technique SEN/LPRE n° 157 (1981) (note interne du CEA)

[53] J. MONDOT, M.J. BASIUK
Interprétation des expériences "AZUR" coeur 4 éléments avec hétérogénéités
Rapport SERMA/SPM n° 218 "T" - Avril 1975 (rapport interne du CEA).

[54] P. BIOUX, J.B. THOMAS
Interprétation des expériences "AZUR CAP 1800" coeur 4 éléments avec différents types d'absorbants.
Rapport SEN n° 27 (1976) (rapport interne du CEA)

[55] J. MONDOT
Communication personnelle

[56] M. DARROUZET, A. SANTAMARINA
Neutronique des réacteurs à eau, études expérimentales et qualification du formulaire crayon
Note SEN/LPRE n° 77 - 38 (note interne du CEA)

[68] J.R. ASKEW et al.
Thermal reactor temperature coefficient studies in the U.K.
UKAEA report, AEEW - R-886 (1973)

[69] M.L. MIKHAIL
Elaboration d'un ensemble de données cohérentes pour le calcul des réacteurs nucléaires à neutrons thermiques : qualification du code APOLLO
Note CEA-N- 1773 (1974)

[70] E. MAAREK
Ajustement de la section de fission de ^{235}U pour réduire l'erreur sur le coefficient de température
Note SERMA/SPM n°504 "s" (note interne du CEA)

[71] B. NOEL
Contribution à l'élaboration du schéma de calcul neutronique des réacteurs nucléaires modérés à l'eau et à combustibles en plaques
Thèse de 3ème cycle - Orsay (1977)

[72] J.E. LYNN
Phys. Rev. 13, 412 (1964)

[73] A. MICHAUDON
J. de physique, colloque C1, supplément au n°1, Tome 29, p.1-51

[74] B.N.L. - 325,3ème édition, volume 1, juin 1973

[75] P. REUSS et al.
Suggestion to measure the U-238 capture cross section in the thermal region
EACRP - A - 203 (1973)

[76] B.N.L. - 325,2ème édition, supplément n°2 (1964).

[77] HALSHALL (UKAEA)
Communication à P. REUSS (CEA)., 1981

[78] A.J. DERUYTTER et al.
J. Nucl. Energy, 27, 645 (1973)

ANNEXES

-§-§-§-§-§-§-§-

ANNEXE 1

FORMALISME UTILISE POUR LA REPRESENTATION DES REFLECTEURS - APPLICATION A L'EXPÉRIENCE CREOLE

1. OPTIMISATION DE LA REPRESENTATION D'UN REFLECTEUR

Pour minimiser la taille du réflecteur il est nécessaire de définir deux paramètres :

- l'épaisseur minimale du réflecteur qui réfléchit la quasi-totalité des neutrons qui seraient renvoyés par un réflecteur d'épaisseur infinie.

- la condition aux limites, à imposer au bout de l'épaisseur optimale précédemment définie, qui simule les phénomènes ayant lieu au delà de cette limite.

1.1. Calcul de l'épaisseur correspondant au "réflecteur infini"

On peut qualifier la notion de réflecteur "infini" en définissant son épaisseur e telle que l'albedo correspondent $\beta(e)$ représente 90 à 95% de β_∞ (albédo du réflecteur d'épaisseur infini). Il est bien évident alors que les résultats dépendront peu de la condition imposée au bout de ce réflecteur.

Il devient donc nécessaire de pouvoir calculer d'une manière simple la fonction $\beta(e)$;

dans ce but nous utiliserons la théorie de la diffusion à 1 groupe. Celle-ci donne pour un réflecteur de section s'absorption Σ_a et de coefficient de diffusion D et pour une condition de flux nul à la distance a de l'interface a = e + d (distance d'extrapolation dans le vide d = 2D) :

$$\beta(e) = \frac{1 - 2\,kDA(a)}{1 + 2\,kDA(a)} \qquad (1)$$

avec $a = e + 2D$

et $k = \sqrt{\frac{\Sigma a}{D}}$

. en géométrie plane : $A(a) = \coth(ka)$

. en géométrie cylindrique et avec un coeur fissile de rayon R :

$$A(a) = \left[I_1(kR) + K_1(kR) \cdot \frac{I_0(k(R+a))}{K_0(k(R+a))} \right] \Big/ \left[-I_0(kR) + K_0(k_R) \cdot \frac{I_0(k(R+a))}{K_0(k(R+a))} \right]$$

a) Limite quand l'épaisseur $e \to \infty$

dans ce cas $A(a) \to A_\infty$

. en géométrie plane :

$\coth(ka) \to 1$

$$\boxed{\beta_\infty = \frac{1-2kD}{1+2kD}} \qquad (2)$$

. en géométrie cylindrique :

comme $\frac{Io(X)}{Ko(X)} \xrightarrow{X \to \infty} \infty$, $A_\infty = \frac{K_1(kR)}{K_0(kR)}$

En utilisant les développements asymptotiques limités au 1er ordre

$$\boxed{A_\infty \simeq 1 + \frac{1}{2kR} \text{ et } \beta_\infty = \frac{1-2kDA_\infty}{1+2kDA_\infty}} \qquad (3)$$

b) Calcul de $\beta(e)$ à partir de la formule (1)

. en géométrie plane

$$\boxed{A(a) = \coth(ka) = \frac{e^{ka} + e^{-ka}}{e^{ka} - e^{-ka}}} \qquad (4)$$

. en géométrie cylindrique

$$\boxed{A(a) \simeq \frac{e^{ka}.(1+\frac{1}{2kR}) + e^{-ka}.(1-\frac{1}{2kR})}{e^{ka} - e^{-ka}}} \qquad (5)$$

Quand l'épaisseur du réflecteur tend vers l'infini ($a \to \infty$) cette approximation de A(a) redonne la limite A_∞ de la formule (3).

Quand R tend vers l'infini (en fait pour R>100 cm car 0.1<k<0.2) les corrections de courbure disparaissent et on retrouve la formule (4) du cas plan.

c) Choix des constantes à 1 groupe du réflecteur

Il est intéressant de se poser le problème de la validité du modèle de diffusion à 1 groupe et du choix des constantes de réflecteur à introduire dans les formules (2), (3), (4) et (5) correspondantes.

La valeur de l'albédo dépend du spectre qu'on utilise pour condenser les sections du réflecteur, mais le rapport $\frac{\beta(e)}{\beta_\infty}$ en dépend beaucoup moins.

Ainsi dans le cas du réflecteur radial en eau de CREOLE, on obtient :

Spectre de pondération	β_∞	$\beta(e=8cm)/\beta_\infty$
Spectre à l'interface coeur/réflecteur (spectre type PWR)	0,40	96%
Spectre purement thermique	0,80	99,8%
Spectre moyen (pondération sur tout le réflecteur)	0,74	98%

Malgré la forte variation de β_∞ liée aux différences importantes entre les jeux de sections utilisés, on constate qu'il reste quand même possible de conclure quant à l'épaisseur optimale du réflecteur. Nous préconisons d'utiliser la pondération moyenne sur l'épaisseur réaliste du réflecteur "infini" : les albédos sont alors calculés avec une imprécision de l'ordre de 10%.

1.2. Calcul de la condition aux limites du réflecteur

On ne peut plus utiliser la théorie à un groupe pour résoudre ce problème ; en effet, les albédos utilisés aux limites de la géométrie ont généralement la signification suivante : nombre de neutrons qui reviennent avec l'énergie du groupe considéré ramené au nombre de neutrons qui sortent à cette énergie. Nous noterons ces quantités α_g pour le groupe g. Ces valeurs dépendent fortement de l'énergie : ainsi pour les groupes très rapides les α_g sont faibles, de l'ordre de la dizaine de pour cent, car les neutrons qui sortent à l'énergie du groupe g vont être ralentis et s'ils rentrent ils seront à une énergie E'_g et seront alors totalisés dans les groupes inférieurs par α'_g. C'est ainsi que α_g pour les groupes thermiques est voisin de l'unité.

D'autre part, une théorie à un groupe appliquée au bout du réflecteur donnerait le poids essentiel aux neutrons thermiques : les constantes à 1 groupe provenant d'un spectre de pondération essentiellement thermique. Or les seuls neutrons qui ont une importance physique dans ce cas sont les neutrons rapides restants : en effet, eux seuls ont une chance de revenir dans le coeur sans être capturés par l'eau du réflecteur. En conséquence, il est nécessaire de calculer correctement les conditions aux limites α_g des groupes rapides, ce qui permet de réduire notablement l'épaisseur de réflecteur à représenter. A cet effet nous utiliserons la théorie de la diffusion à 2 groupes d'énergie.

Nous utilisons la notation classique β_{gg}, pour représenter le nombre de neutrons entrant à travers la frontière à l'énergie E_g, pour un neutron sortant à l'énergie du groupe g. On a la relation suivante :

$$\alpha g = \frac{J^g_-}{J^g_+} = \beta_{gg} + \sum_{g' \neq g} \beta_{g'g} \cdot \frac{J^{g'}_+}{J^g_+}$$

En théorie à deux groupes en un point r du réflecteur

$$\beta_{gg} = \frac{1 - 2D_g B_g [K_1(B_g r) / K_o(B_g r)]}{1+2D_g \cdot B_g [K_1(B_g r) / K_o(B_g r)]} \simeq \frac{1-2 D_g B_g (1 + \frac{1}{2B_g r})}{1+2 D_g B_g (1+ \frac{1}{2B_g \cdot r})}$$

On retrouve pour chaque groupe la formule (3) de la théorie à 1 groupe mais ici

$k = (\frac{\Sigma^g_a}{D_g})^{1/2}$ est remplacé par $B_g = (\frac{\Sigma^g_a + \Sigma^g_r}{D_g})^{1/2}$

Au bout du réflecteur d'épaisseur e : r = R+e, le terme de courbure $\frac{1}{2B_g r}$ est petit devant l'unité car B_g est supérieur à 0,1.

D'autre part en théorie à 2 groupes :

$$\alpha_1 = \beta_{11}$$

$$\alpha_2 = \beta_{22} + \frac{J^1_+}{J^2_+} \cdot \beta_{12}$$

A titre d'exemple, dans le réflecteur radial de CREOLE: $\beta_{22} \simeq 0.8$ et $\beta_{12} \simeq 0.2$. Comme $\frac{J^1_+}{J^2_+} \ll 1$ au bout du réflecteur "infini" car il reste peu de neutrons rapides, on a : $\alpha_2 \simeq \beta_{22}$.

Les conditions d'albédo à imposer aux limites du réflecteur plan ou cylindrique sont donc les suivantes :

pour les groupes rapides :

$$\boxed{\alpha_1 = \frac{1-2D_1\mu}{1+2D_1\mu}} \quad (6) \quad \text{avec } \mu = \frac{1}{L_1} = \left(\frac{\Sigma^1_a + \Sigma_r}{D_1} \right)^{1/2}$$

pour les groupes thermiques :

$$\boxed{\alpha_2 = \frac{1 - 2D_2\nu}{1 + 2D_2\nu}} \quad (7) \quad \text{avec } \nu = \frac{1}{L_2} = (\frac{\Sigma^2_a}{D_2})^{1/2}$$

où D_1 et D_2, L_1 et L_2 sont les coefficients de diffusion et les longueurs de diffusion dans chacun des deux groupes de la théorie à 2 groupes, et Σ_r est la section de "removal" du groupe rapide vers le groupe thermique.

Remarques :

1) Un avantage de la théorie à deux groupes est que les constantes neutroniques, et par conséquent les albédos donnés par (6) et (7), dépendent peu du spectre de pondération utilisé. Il est cependant préférable d'utiliser les constantes à deux groupes calculées à la limite du réflecteur.

2) Dans les codes où l'on ne peut imposer qu'une valeur unique de "l'albédo" et donc identique pour tous les groupes (c'est le cas dans APOLLO) il faut fournir la valeur α_1 donnée par (6) du domaine rapide ; en effet, au bout du réflecteur infini seuls les neutrons rapides ont une chance de revenir dans le coeur.

3) Dans les codes de diffusion on dispose généralement d'une condition aux limites générale de la forme :

$$D_g \frac{\partial \phi_g}{\partial N} + F_g \cdot \phi_g = 0. \quad (8) \quad \text{(exemple de DIANE)}$$

et on peut ainsi entrer dans chaque groupe les paramètres F_g.

Or :
$$\alpha g = \frac{J_-^g}{J_+^g} = \frac{\frac{\phi_g}{4} + \frac{D_g}{2} \cdot \frac{\partial \phi_g}{\partial N}}{\frac{\phi_g}{4} - \frac{D_g}{2} \cdot \frac{\partial \phi_g}{\partial N}}$$

D'où l'on déduit la formule :

$$\frac{\partial \phi_g / \partial N}{\phi_g} = \frac{-1}{2D_g} \cdot \frac{1-\alpha_g}{1+\alpha_g}$$

comparée à la définition (8), on obtient la valeur qu'il faut donner à Fg :

$$F_g = \frac{1}{2} \cdot \frac{1-\alpha_g}{1+\alpha_g}$$

2. APPLICATION AUX REFLECTEURS RADIAL ET AXIAL DE L'EXPERIENCE CREOLE

2.1. Mise en oeuvre du formalisme analytique

a) Cas du réflecteur radial

i) Epaisseur du réflecteur "infini" :

Nous avons calculé l'albedo du réflecteur radial, en théorie à un groupe pour différentes épaisseurs, allant de 0 à 50 cm. Nous avons ensuite tracé la courbe qui donne l'albedo en fonction de l'épaisseur du réflecteur radial (fig. 1). Nous constatons sur cette courbe que

l'albédo varie très rapidement dans une plage d'épaisseurs de 10cm environ, après quoi l'albédo tend vers sa valeur limite : β_∞, qu'il atteint assez rapidement pour une épaisseur de 15cm. Cette courbe nous permet d'obtenir l'épaisseur du réflecteur "infini" à adopter pour représenter le réflecteur radial.

D'après notre critère de définition de l'épaisseur du réflecteur "infini" (e donnant 90% à 95% du β_∞), la valeur à retenir est de l'ordre de 8cm.

Nous avons choisi une épaisseur légèrement plus forte : e_∞ = 10,5 cm ; en effet étant donné, d'une part l'importance des fuites radiales dans CREOLE, et d'autre part la rapidité avec laquelle $\beta(e)$ tend vers β_∞ , il n'y a pas lieu de trop minimiser e_∞ .

ii) Calcul de la condition à la limite du réflecteur :

L'application du formalisme analytique décrit plus haut (formule (6) et (7)) au cas du réflecteur radial de CREOLE, conduit aux résultats suivants :

- Albédo du groupe rapide : α_1 = 0,3
- Albédo du groupe thermique : α_2 = 0,8

b) Cas des réflecteurs axiaux

i) Epaisseur du réflecteur "infini" :

Nous rappelons que la hauteur active du combustible de la zone expérimentale est 10cm plus faible que celle de la zone nourricière. Le réflecteur axial de la zone centrale sera donc 5cm plus épais que celui de la zone nourricière dans le calcul du coeur ; et compte tenu du fait que ces réflecteurs ont des bilans matières peu différents, il est par conséquent suffisant de déterminer l'épaisseur du réflecteur "infini" de la zone nourricière.

La courbe calculée de l'albedo en fonction de l'épaisseur du réflecteur est présentée sur la fig.1. Nous constatons sur cette courbe que contrairement à ce que nous avons observé pour le réflecteur radial, l'albedo du réflecteur axial tend lentement vers sa valeur limite β_∞. Ceci est dû à la présence d'une grande masse de structures dans le réflecteur axial ce qui le rend, beaucoup moins efficace, d'où la nécessité d'une épaisseur plus grande.

Nous constatons sur cette courbe, la présence d'une première zone de quasi-stabilité de l'albédo, située entre 3. et 6. cm d'épaisseur du réflecteur (zone à forte concentration d'aluminium). L'albédo augmente ensuite assez rapidement jusqu'à une épaisseur de 13 cm environ à partir de laquelle il tend lentement vers sa valeur limite β_∞ = 0.55 qu'il n'atteint qu'au bout d'une quarantaine de cm d'épaisseur.

On peut retenir 3 épaisseurs de réflecteur correspondant aux extrémités des rampes de croissance de l'albédo :

épaisseur e du réflecteur	$\beta(e)/\beta_\infty$
e = 4 cm	45 %
e = 9 cm	75 %
e = 13 cm	86 %

Pour les épaisseurs inférieures à 13 cm, le rapport $\beta(e)/\beta_\infty$ est trop faible. Nous avons donc retenu l'épaisseur e_∞ = 13 cm pour laquelle ce rapport voisine les valeurs de 90 à 95 % qui correspondent approximativement à la notion du réflecteur "infini".

ii) Calcul de la condition aux limites du réflecteur :

Le formalisme analytique à deux groupes d'énergie appliqué au réflecteur axial, conduit aux résultats suivants :

Albédo du groupe rapide : $\alpha_1 = 0,4$
Albédo du groupe thermique : $\alpha_2 = 0,79$

2.2. Qualification de la méthode par des calculs de transport

a) Principe de la méthode de qualification :

Pour qualifier la méthode de représentation du réflecteur proposée, et vérifier la validité des résultats obtenus pour CREOLE, il est nécessaire d'effecteur un certain nombres de calculs tests :

- Pour confirmer la valeur obtenue analytiquement pour l'épaisseur du réflecteur "infini", il suffit de comparer les résultats d'un certain nombre de calculs de transport à une dimension effectués avec différentes épaisseurs du réflecteur et utilisant la même condition à la limite du réflecteur d'épaisseur infinie (très grande). Les comparaisons doivent porter sur les effets en réactivité et les distributions de flux.

-Pour confirmer ensuite la valeur du deuxième paramètre, à savoir l'albédo à la limite du réflecteur, il suffit de comparer au calcul de référence les calculs effectués, avec l'épaisseur "infinie" e_∞ fixée, pour différentes valeurs des albédos à la limite du réflecteur ; ces comparaisons vont permettre de conclure sur la validité des albédos calculés analytiquement et éventuellement d'ajuster des valeurs plus précises.

b) Application au cas du réflecteur radial

Les calculs de vérification ont été effectués dans ce cas avec le code de transport DOT en géométrie cylindrique à une dimension. Le tableau ci-après résume l'ensemble des calculs réalisés.

N° du calcul	Epaisseur du réflecteur	albédos au bout du réflecteur	k_{eff}
1	∞	0.8	0.9964
2	8 cm	0.8	1.0041
3	10.5 cm	0.8	0.9989
4	10.5 cm	0.	0.9954
5	10.5 cm	$\alpha_{rap} = 0.33$ $\alpha_{therm} = 0.80$	0.9969

La comparaison des calculs 2 et 3, utilisant la même condition de réflexion à la limite du réflecteur, au calcul 1 de référence permet de valider l'épaisseur du réflecteur utilisée. On constate qu'une épaisseur de 10,5 cm est suffisante : en effet, même pour des valeurs approximatives des conditions aux limites (ici l'albédo rapide est pris égal à celui du groupe thermique), le facteur de multiplication du coeur est restitué à 250 pcm près et les formes de flux sont nettement améliorées quand on passe de e_∞ = 8 cm à 10.5 cm.

La comparaison des calculs 3, 4 et 5 effectués avec différentes conditions de réflexion à la limite du réflecteur "infini", permet de valider les valeurs d'albédos retenues. Ainsi l'interpolation des calculs 3 et 4 montre que la valeur uniforme de l'albédo à adopter est de l'ordre de 0,3. L'utilisation de valeurs différentes pour les groupes rapides et thermiques dans le calcul 5, confirme nos valeurs analytiques α_1 = 0,3 et α_2 = 0,8 issues de la théorie à 2 groupes. En effet, l'écart par rapport aux résultats du calcul de référence (1) est résorbé tant sur le flux rapide que sur le flux thermique.

c) Application au cas du réflecteur axial

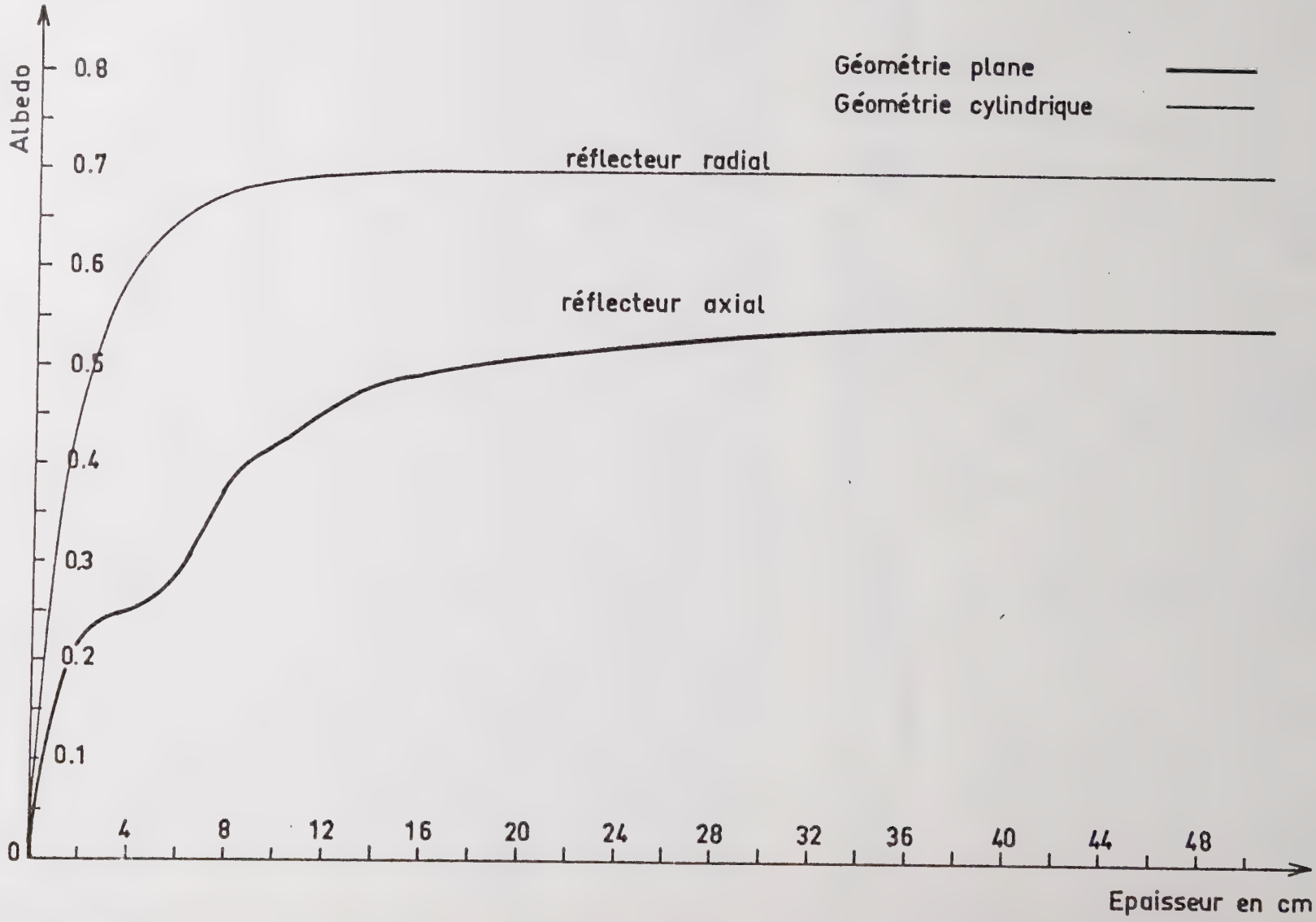
La validation des paramètres du réflecteur axial, déduits du modèle analytique est effectuée en théorie de transport par le code APOLLO en géométrie plane. Le tableau ci-après donne les résultats des 4 calculs de confirmation effectués :

	Réflecteur infini Référence (1)	e = 9 cm β = 0.8 (2)	e = 13 cm β = 0.8 (3)	e = 13 cm β = 0.5 (4)
δ(cm)	9.97	12.45	10.42	10.15
H_e (cm)	99.95	104.9	100.8	100.3
B_Z^2 (cm^{-2})	9.879×10^{-4}	8.967×10^{-4}	9.706×10^{-4}	9.811×10^{-4}
ΔB_Z^2 en %	-	-9.2	- 1.75	-0.7

La comparaison des différents calculs a porté sur l'économie du réflecteur, le laplacien axial associé et les distributions axiales des flux dans chaque groupe, mais le tableau ne présente que les deux premières quantités qui synthétisent les résultats.

La première colonne correspond à un calcul effectué avec une épaisseur de réflecteur infinie (solution exacte). La comparaison des résultats des calculs 2 et 3 effectués avec la même condition de réflextion à la limite du réflecteur (β=0.8) et avec des épaisseurs du réflecteur différentes, montre clairement qu'une épaisseur de 9 cm est insuffisante et que le gain lié au passage à une épaisseur de 13 cm est importante (l'erreur sur B_Z^2 passe de 9 à 2%). L'utilisation d'une épaisseur de 13 cm et d'un albédo à la limite du réflecteur plus proche de la valeur calculée pour le groupe rapide dans le calcul 4, conduit à une sensible amélioration des résultats par rapport aux résultats du calcul 3 (l'erreur sur les flux dans le coeur reste inférieure à 1% pour tous les groupes d'énergie). L'extrapolation de ces deux calculs donne pour l'albédo à un groupe une valeur comprise entre 0.3 et 0.4, valeur très légèrement inférieure à $\alpha_1 = 0.4$ calculée analytiquement.

Figure A1.1 : PROFIL de L'ALBEDO en FONCTION de L'EPAISSEUR du REFLECTEUR "CREOLE"



ANNEXE 2

CALCUL DE LA SECTION D'ABSORPTION EQUIVALENTE DU VIDE DANS UN MODELE RADIAL DU COEUR

Rappelons que dans le modèle radial de calcul du coeur, les fuites axiales dans le vide sont prises en compte par l'intermédiaire d'un taux d'absorption équivalent en utilisant une section d'absorption constante dans tous les groupes d'énergie.

Pour calculer cette section d'absorption d'une manière approchée, nous avons fait les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Nous avons remplacé la géométrie réelle : R-Z par une géométrie plane simplifiée en X-Z.

- Nous faisons l'hypothèse que le courant sortant du coeur nourricier ou de la zone expérimentale vers le vide, est distribué en cosinus (flux angulaire sortant isotrope) :

$$\vec{J}.d\vec{s} = ds.\cos\theta.\frac{\phi^{\circ}(z)}{4\pi}$$

ϕ° est le flux intégré à l'interface du coeur nourricier ou de la zone expérimentale avec le vide (le flux est quasiment plat radialement dans le vide).

Nous allons calculer la probabilité de non fuite à travers le vide en considérant successivement le cas des neutrons qui fuient le coeur nourricier et celui des neutrons qui fuient la zone expérimentale :

a) Cas des neutrons provenant du coeur nourricier

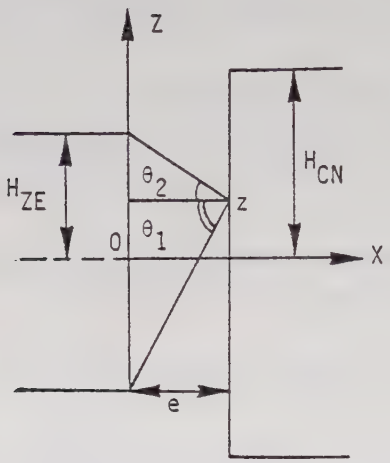
Si on considère un neutron fuyant le coeur nourricier à une hauteur z donnée, la probabilité de non fuite par le vide pour ce neutron vaut : (voir figure) :

$$P_N^{CN}(z) = \frac{\int_{\theta 1}^{\theta 2} \cos\theta \, d\theta}{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos\theta \, d\theta}$$

En intégrant analytiquement cette expression, nous obtenons :

$$P_N^{CN}(z) = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2}{2}$$

$$P_N^{CN} = \frac{1}{2}\left[\frac{H_{ZE}-z}{((H_{ZE}-z)^2+e^2)^{1/2}} + \frac{H_{ZE}+z}{((H_{ZE}+z)^2+e^2)^{1/2}}\right]$$



La probabilité moyenne de non fuite par le vide, pour tous les neutrons qui quittent le coeur nourricier sur toute sa hauteur est obtenue en pondérant $P_N^{CN}(z)$ par la forme axiale du flux à la limite du coeur nourricier avec le vide :

$$\bar{P}_N^{CN} = \int_{-H_{CN}}^{+H_{CN}} W(z).P_N^{CN}(z)dz \Big/ \int_{-H_{CN}}^{+H_{CN}} W(z)dz$$

avec

$$W(z) = \cos(B_Z^{CN}.\ z) \qquad B_Z^{CN} = \frac{\pi}{2(H_{CN} + \delta_{CN})}$$

H_{ZE} = 35 cm
H_{ZN} = 40 cm
e_{vide} = 9 cm

L'intégration numérique de cette expression conduit au résultat suivant :

$$\bar{P}_N^{CN} = 0{,}8675$$

b) Cas des neutrons provenant de la zone expérimentale

Considérons maintenant le cas d'un neutron fuyant la zone expérimentale à la hauteur z, la probabilité de non fuite par le vide pour ce neutron est donnée par :

$$P_N^{ZE}(z) = \int_{\theta'_1}^{\theta'_2} \cos\theta\ d\theta \Big/ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos\theta\ d\theta$$

L'intégration de cette expression donne :

$$P_N^{ZE}(z) = \frac{\text{sim } \theta'_2 + \text{sim } \theta'_1}{2} = \frac{1}{2}\left[\frac{H_{CN} - z}{[(H_{CN}-z)^2+e^2]1/2} + \frac{H_{CN} + z}{[(H_{CN}+z)^2+e^2]\ 1/2}\right]$$

La probabilité moyenne de non fuite par le vide pour les neutrons qui fuient de la zone expérimentale sur toute sa hauteur est obtenue en pondérant $P_N^{ZE}(z)$ par la forme axiale du flux à la limite de la zone expérimentale avec le vide :

$$\bar{P}_N^{ZE} = \int_{-H_{ZE}}^{+H_{ZE}} W'(z).P_N^{ZE}(z)dz \Big/ \int_{-H_{ZE}}^{+H_{ZE}} W'(z)dz$$

avec : $W'(z) = \cos\ (B_Z^{ZE}.\ z)$

L'intégration numérique de cette expression conduit au résultat suivant :

$$\bar{P}_N^{ZE} = 0.9491$$

Etant donné que le flux est à peu près plat dans le vide, la probabilité moyenne de non fuite par le vide pour tous les neutrons provenant des deux zones fissiles entourant le vide s'obtient par une simple moyenne des probabilités $\bar{P}_N^{CN}$ et $\bar{P}_N^{ZE}$ pondérées par les surfaces d'échanges avec le vide du coeur nourricier et de la zone expérimentale respectivement :

$$\bar{P}_N = (\bar{P}_N^{CN}.\ S^{CN} + \bar{P}_N^{ZE}.\ S^{ZE}) \Big/ (S^{CN} + S^{ZE})$$

avec : $S^{CN} = 11510\ cm^2$

et

$S^{ZE} = 6113\ cm^2$

d'où

$$\bar{P}_N = 0.8958$$

Rappelons que nous cherchons à représenter les fuites dans le vide par un taux d'absorption fictif : $R = \Sigma_a^V\ .\ \phi^V$

ϕ^V est le flux intégré dans le vide.

La probabilité moyenne de non fuite par le vide peut donc s'exprimer en fonction de cette section d'absorption fictive : Σ_a^V et de la corde moyenne : $\bar{l}$ par l'expression :

$$\bar{P}_N = \exp(-2e.\Sigma_a^V) \quad \text{avec } \bar{l} = 2e$$

d'où

$$\Sigma_a^v = -\frac{1}{Ze} \; Ln \; (\overline{P}_N)$$

avec : $\overline{P}_N = 0.8958$

d'où le résultat suivant :

$$\underline{\Sigma_a^v = 6.11 \; . \; 10^{-3} \; cm^{-1}}$$

ANNEXE 3

FORMALISME DE DECOMPOSITION DU BILAN NEUTRONIQUE D'UNE CELLULE PAR GROUPE D'ENERGIE

(Analyse de l'effet d'une modification des sections efficaces non uniforme avec l'énergie sur le coefficient de température)

Ce formalisme de décomposition du bilan neutronique, vise à découpler dans une théorie multigroupe, les contributions des différents groupes d'énergie au facteur de multiplication infini. Dans le cas d'une théorie à 4 groupes, on a la décomposition suivante :

$$k_\infty = \sum_{g=1}^{4} \alpha_g \cdot Q_g \qquad (1)$$

avec

$$\alpha_g = \left(\frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a} \right)_g \quad \text{et} \quad Q_g = q_1 \cdot q_2 \ldots . q_g$$

Q_g est le courant ou densité de ralentissement dans le groupe g, avec :

$$q_g = \frac{\Sigma_r^{(g-1) \to g}}{\Sigma_a^{(g-1)} + \Sigma_r^{(g-1) \to g}} \qquad g : 2, .. 4$$

On a par ailleurs :

$$q_1 = 1$$

En ce qui concerne les fuites, nous avons adopté la représentation classique :

$$k_{eff} = \frac{k_\infty}{1 + M^2 B^2} \qquad (2)$$

M^2 est l'aire de migration des neutrons et B^2 le laplacien critique. M^2 peut se décomposer en une somme de quatre contributions correspondant aux 4 groupes considérés :

$$M^2 = L_1^2 + L_2^2 + L_3^2 + L_4^2$$

Par différentiation de la formule (2)

$$\frac{dkeff}{keff} = \frac{dk\infty}{k\infty} - \frac{B^2}{1+M^2 B^2} \cdot dM^2 \qquad (\text{avec } B^2 = cte)$$

$$\frac{dkeff}{keff} = \frac{dk\infty}{k_\infty} - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot dL_1^2 - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot dL_2^2 - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot dL_3^2 - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot dL_4^2$$

avec

$$L_g^2 = \frac{Dg}{\Sigma_a^g + \Sigma_r^g} \quad (g=1, ..,3) \quad \text{et} \quad L_4^2 = \frac{D4}{\Sigma_a^4}$$

D'autre part la formule (1) donne :

$$\frac{dk_\infty}{k_\infty} = \frac{1}{k_\infty} \sum \alpha_g . dQ_g + \frac{1}{k_\infty} \sum Q_g . d\alpha_g$$

et finalement on obtient la formule qui donne la contribution de chaque groupe d'énergie à une variation de keff avec la température :

$$\frac{1}{keff} \cdot \frac{dkeff}{dT} = \left[\frac{d\alpha 1}{dT} \cdot \frac{1}{k_\infty} - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dL_1^2}{dT}\right] + \left[\frac{1}{k_\infty}\left(Q_2 \cdot \frac{d\alpha 2}{dT} + \alpha_2 \cdot \frac{dQ_2}{dT}\right) - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dL_2^2}{dT}\right]$$

$$+\left[\frac{1}{k_\infty}\left(Q_3 \cdot \frac{d\alpha 3}{dT} + \alpha_3 \cdot \frac{dQ_3}{dT}\right) - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dL_3^2}{dT}\right] + \left[\frac{1}{k_\infty}\left(Q_4 \cdot \frac{d\alpha 4}{dT} + \alpha_4 \cdot \frac{dQ_4}{dT}\right) - \frac{B^2}{1+M^2B^2} \cdot \frac{dL_4^2}{dT}\right]$$

C'est cette formule qui a été utilisée pour analyser l'effet sur le coefficient de température d'une modification non uniforme par groupe d'énergie de la section de diffusion de l'eau.

ANNEXE 4

MODIFICATIONS DES SECTIONS EFFICACES THERMIQUES DE ^{235}U ET ^{238}U PROPOSEES POUR LA BIBLIOTHEQUE APOLLO

Les modifications des sections efficaces thermiques de ^{238}U et ^{235}U que nous proposons peuvent être présentées sous forme d'un ajustement à appliquer sur les valeurs des sections efficaces de référence du code APOLLO : le jeu de sections de numéro 238 pour ^{238}U et le jeu de numéro 235 pour ^{235}U.

Pour ^{235}U, cet ajustement prend en compte celui de REUSS, il suffit donc de le substituer à ce dernier dans le domaine d'énergie que nous avons considéré ($E < 0.5$ eV). En revanche pour les groupes d'énergie thermiques non concernés par notre modification (groupes 76 à 52), l'ajustement de REUSS doit être conservé.

Le tableau ci-dessous donne les facteurs multiplicatifs à introduire dans les calculs APOLLO par la procédure "ajustement".

n° des groupes APOLLO	$\bar{E}$ (eV)	^{238}U	^{235}U	
		σ'_c/σ_c	σ'_a/σ_a	σ'_f/σ_f
99	0.00155	1.2732	1.0177	0.9733
98	0.00425	1.2510	1.0125	0.9751
97	0.00775	1.1950	1.0062	0.9772
96	0.0125	1.1150	0.9996	0.9803
95	0.0175	1.0534	0.9947	0.9834
94	0.0250	1.0000	0.9909	0.9879
93	0.0365	0.9636	0.9898	0.9947
92	0.0510	0.9456	0.9931	1.0029
91	0.0680	0.9372	0.9991	1.0119
90	0.0860	0.9332	1.0065	1.0210
89	0.1050	0.9313	1.0143	1.0297
88	0.1245	0.9304	1.0219	1.0379
87	0.1470	0.9300	1.0298	1.0461
86	0.1745	0.9299	1.0377	1.0540
85	0.2045	0.9302	1.0396	1.0557
84	0.2340	0.9306	1.0397	1.0553
83	0.2652	0.9329	1.0398	1.0545
82	0.2985	0.9358	1.0391	1.0535
81	0.3332	0.9396	1.0379	1.0522
80	0.3715	0.9445	1.0368	1.0486
79	0.4120	0.9513	1.0341	1.0416
78	0.4590	0.9617	1.0264	1.0327
77	0.5125	0.9770	1.0145	1.0208
76 → 52	-	1.000	1.0039	1.01012

Imprimé par le Bureau de Documentation du CEN/CADARACHE